Wärmeübergang in waagerechten Rohren bei Blasen- und Übergangssieden großer Massenströme

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur
– genehmigt von der Abteilung für Maschinenbau
der Ruhr-Universität Bochum

von

Erhard Günther Hoffmann

aus Breslau

Hauptreferent: o. Prof. Dr.-Ing. K. Stephan
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. W. Wagner
Tag der mündlichen Prüfung: 18. 2. 1975

Bochum 1975

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546503_0024

Wärmeübergang in waagerechten Rohren bei Blasen- und Übergangssieden großer Massenströme

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur
– genehmigt von der Abteilung für Maschinenbau
der Ruhr-Universität Bochum

von

Erhard Günther Hoffmann

aus Breslau

Hauptreferent: o. Prof. Dr.-Ing. K. Stephan
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. W. Wagner
Tag der mündlichen Prüfung: 18. 2. 1975

Bochum 1975

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Die vorliegende Untersuchung entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter und Assistent von Herrn Prof. Dr.-Ing. K. Stephan am Institut für Thermo- und Fluiddynamik der Ruhr-Universität Bochum.

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr.-Ing. K. Stephan, der diese Arbeit angeregt und ermöglicht hat, danke ich für die zahlreichen Diskussionen und wertvollen Empfehlungen, die zum Gelingen dieser Dissertation beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr.-Ing. W. Wagner, der freundlicherweise das Korreferat übernommen hat, danke ich für sein großes Interesse an den Ergebnissen der Untersuchung.

Dem Leiter der mechanischen Werkstätten, Herrn E. Dinter und dessen Mitarbeitern möchte ich für die schnelle Erledigung der angefallenen Arbeiten danken.

Die Herren Maschinenbautechniker K. Gottschlich und Elektrotechniker G. Vohwinkel haben mich ganz besonders in schwierigen Situationen unterstützt. Ich fühle mich ihnen dafür zu aufrichtigem Dank verpflichtet.

Die Arbeit wurde durch kostenlose Lieferung von Frigen R114 durch die Farbwerke Hoechst AG unterstützt. Auch hierfür möchte ich an dieser Stelle meinen Dank aussprechen.

Bochum, im Februar 1975 Erhard Günther Hoffmann

Inhaltsverzeichnis

	Seite
0. Erläuterung der verwendeten Formelzeichen	4
1. Einleitung und Aufgabenstellung	6
2. Entwurf eines stabil arbeitenden Gleichstrom-doppelrohrverdampfers	9
2.1. Verdampferrohrinnendurchmesser und Rohrlänge	10
2.2. Außendurchmesser des Verdampferrohres und Ringspalt	11
2.2.1. Stabilitätsbedingung	11
2.2.2. Außendurchmesser des Verdampferrohres	13
2.2.3. Ringspalt	13
3. Versuchsanlage	15
3.1. Verdampferkreislauf	15
3.2. Stabilisierungskreislauf	17
3.3. Verdampfer	19
3.3.1. Verdampferrohrabmessungen	22
3.4. Messung und Erfassung der Daten	22
3.4.1. Volumstrom	22
3.4.2. Druck	23
3.4.3. Temperatur	23
3.4.3.1. Kalibrierung der Thermoelemente	24
4. Versuchsdurchführung	26
4.1. Versuchsvorbereitung	26
4.2. Vorversuche	26
4.2.1. Heizertest	26
4.2.2. Kondensatortest	27
4.2.3. Druckmessung	27
4.2.4. Rückwirkungen in der Anlage	28
4.2.5. Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse	28
4.2.6. Geschwindigkeit des Stabilisierungsstoffstroms	30

	Seite
4.3. Versuchsablauf	31
5. Auswertung	31
5.1. Wärmestromdichte	31
5.2. Temperaturdifferenz	32
5.3. Dampfgehalt	32
5.4. Abschätzung des Fehlers	33
6. Ergebnisse	33
6.1. Darstellung der Meßergebnisse	33
6.2. Typische Siedekennlinie	33
6.3. Einfluß des Druckes p	36
6.4. Einfluß der Massenstromdichte $\dot{m}$	39
6.5. Temperaturunterschiede über die Länge des Rohres	41
6.6. Dampfgehalt	43
6.7. Fehlerbetrachtung	43
6.8. Wiedergabe der Meßergebnisse durch Gleichungen	44
6.8.1. Ausgebildetes Blasensieden	44
6.8.2. Maximale Wärmestromdichte	47
7. Zusammenfassung	48
Literaturverzeichnis	50
Anhang (Graphische Darstellungen, Tabellen)	55

0. Erläuterung der verwendeten Formelzeichen

A	Austauschfläche
B_2	Konstante von Hirschberg
D	Rohrdurchmesser
d	Rohrdurchmesser
f	Impulsfrequenz
$Fr_{e,l}$	Froudezahl des Flüssigkeitsstromes = $\frac{\dot{m}^2(1-x^*)^2}{\varrho_l^2 \, g \, d}$
g	Erdbeschleunigung
H	Heizflächenkennlinie
h	spez. Enthalpie
Δhv	Verdampfungswärme
K_1	Konstante von Kutateladze
k	Korrekturfunktion der Turbine
l	beheizte Verdampferrohrlänge
$\dot{M}$	Massenstrom
$\dot{m}$	Massenstromdichte
p	Dampfdruck
Δp	Druckabfall
p/p_K	normierter Druck
$\dot{Q}$	Wärmestrom
$\dot{q}$	Wärmestromdichte
R	Wärmewiderstand
r	Rohrradius
$Re_{e,l}$	Reynoldszahl des Flüssigkeitsstromes bezogen auf den Rohrdurchmesser = $\frac{\dot{m}(1-x^*)d}{\eta_l}$
S	Siedekennlinie
s	Wanddicke
T	absolute Temperatur
ΔT	Temperaturdifferenz zwischen beheizter Wand und angrenzender Flüssigkeit
ΔT_R	Temperaturdifferenz zwischen Rohrinnenwand und Rohraußenwand
V	Volumstrom
v	Geschwindigkeit
x^*	Dampfgehalt = $\frac{\dot{m}''}{\dot{m}' + \dot{m}''}$

α	Wärmeübergangskoeffizient
η	dynamische Viskosität
λ	Wärmeleitfähigkeit
ϱ	Dichte
σ	Oberflächenspannung
$\varnothing$	Korrekturglied für Druckabfall

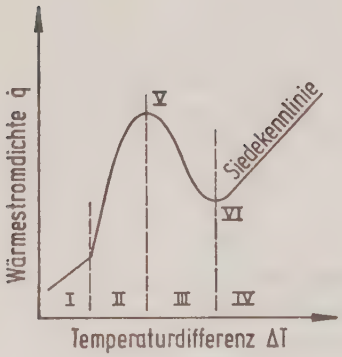
Indices

A	Ausgang
a	Rohraußenwand
D	Dampf
E	Eingang
e	einphasig
er	erzwungene Strömung
fr	freie Strömung
i	Rohrinnenwand
K	zu verdampfende Flüssigkeit (Kältemittel)
l	flüssig
max	maximal
min	minimal
R	Rohr
x	Rohrwerkstoff
W	Stabilisierungsflüssigkeit (Wasser)
'	Sättigungszustand flüssig
''	Sättigungszustand dampfförmig

1. Einleitung und Aufgabenstellung

Steht man vor der Aufgabe einen von der wärmetechnischen Seite optimalen Verdampfer für erzwungene Strömung zu entwerfen, so ist eine möglichst genaue Kenntnis der Siedekennlinie für den zu verdampfenden Stoff notwendig, hinreichend ist aber erst die zusätzliche Beachtung der Bedingungen für stabiles Sieden nach Stephan [1,2].

Mit Siedekennlinie bezeichnet man hierbei die Abhängigkeit der übertragenen Wärmestromdichte von der Temperaturdifferenz zwischen beheizter Wand und angrenzender Flüssigkeit. Nukiyama[3] gab als erster den qualitativen Verlauf von Siedekennlinien an.



I) Bereich des konvektiven Wärmeübergangs
II) Bereich der Blasenverd.
III) Übergangsbereich zwischen Blasen- u. Filmverdampfung
IV) Bereich der Filmverdampfung
V) Maximale Wärmestromdichte
VI) Minimale Wärmestromdichte (Leidenfrostpunkt)

Abb. 1: Siedekennlinie

Wie man aus Abb. 1 ersieht, unterteilt man die Siedekennlinie zur näheren Kennzeichnung in vier Abschnitte.

Technische Verdampfungsprozesse finden bei erzwungener Strömung zum größten Teil im Bereich der Blasenverdampfung und im Bereich der Filmverdampfung statt. Der besonders wirtschaftliche Bereich der maximalen Wärmestromdichte und der Übergangsbereich finden zur Zeit keine technische Anwendung, weil für diese Bereiche nur wenige Meßwerte existieren und herkömmliche Verdampfer nicht stabilisiert sind.

Ziel der eigenen Untersuchungen war die experimentelle Bestimmung des Bereichs der Blasenverdampfung, der maximalen Wärmestromdichte und des Übergangsbereichs von Siedekennlinien bei erzwungener Strömung mit hohen Massenstromdichten.

Der Verlauf dieser Kurvenabschnitte der Siedekennlinie hängt von folgenden Einflußgrößen ab:

1.) Art der zu verdampfenden Flüssigkeit
2.) Geometrie des Verdampferrohres [48,49,50,51 u.a.]
3.) Rauhigkeit der Verdampferoberfläche [2,47 u.a.]
4.) Werkstoff des Verdampfers [45,46, u.a.]
5.) Eventuelle Unterkühlung [38,31,33,34 u.a.]
6.) Verunreinigung der zu verdampfenden Flüssigkeit oder auch des Verdampferrohres [52,53,54 u.a.]
7.) Dampfgehalt [58,15 u.a.]
8.) Siededruck und Siedetemperatur [19,20,21,35,22, 36,11 u.a.]
9.) Massenstromdichte [39,40,41,42,43,44,9 u.a.] Strömungsform [55,56,57 u.a.]

Die Einflußgrößen 1.), 2.), 3.) und 4.) sollten konstant gehalten werden, 5.) und 6.) sollten bei den Versuchen nicht auftreten. Der Dampfgehalt am Austritt des Verdampfers wurde auf $x^{*} \leq 0,1$ begrenzt. Als Versuchsparameter wurden also der Siededruck p und die Massenstromdichte $\dot{m}_K$ der Versuchsflüssigkeit gewählt. Die Verdampfung sollte an der Innenseite

des von außen indirekt beheizten Innenrohres eines stabilisierten Gleichstromdoppelrohrverdampfers erfolgen.

Die Messungen an R114 ($C_2F_4Cl_2$) wurden nach folgendem Versuchsprogramm durchgeführt:

1.) $\dot{m}_K$ = 2000kg/m^2s, p = 5;6;7;8;9;11;13;15 bar

2.) p = 12bar, $\dot{m}_K$ = 1200;2800;4000 kg/m^2s

3.) p = 15bar, $\dot{m}_K$ = 1200;2800;3600;4000 kg/m^2s

4.) p = 12bar, $\dot{m}_K$ = 2000kg/m^2s (Zwei Meßreihen, um Reproduzierbarkeit festzustellen)

2. Entwurf eines stabil arbeitenden Gleichstromdoppelrohrverdampfers

Es ist ein horizontaler Gleichstromdoppelrohrverdampfer zu berechnen, mit dem es möglich ist, stabile Betriebszustände im Bereich der Blasenverdampfung, der maximalen Wärmestromdichte und im Übergangsbereich zwischen maximaler Wärmestromdichte und Filmverdampfung eines Stoffes einzustellen:

Die geschätzte maximale Wärmestromdichte des Stoffes soll $\dot{q}$,
die Massenstromdichte des Stoffes $\dot{m}$,
der Dampfgehalt am Austritt aus dem Verdampfer x^*,
die Siedetemperatur am Eintritt in den Verdampfer T_E
und der Dampfdruck am Eintritt in den Verdampfer p_E sein.

Zu berechnen sind die Verdampferrohrabmessungen:
Innendurchmesser des Verdampferrohres d_i
Außendurchmesser des Verdampferrohres d_a
Länge des Verdampferrohres l
und der Ringspalt für den Stabilisierungsstoffstrom $(D_i - d_a)$

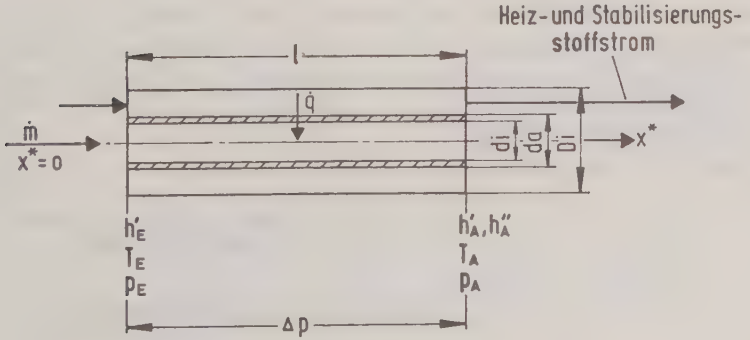


Abb. 2a: Bilanzraum des Verdampfers

2.1. Verdampferrohrinnendurchmesser und Rohrlänge

Der in der folgenden Rechnung benutzte Dampfgehalt x^* ist die Summe aus dem Dampfgehalt, der durch die übertragene Wärmestromdichte $\dot{q}$ erzeugt wird und dem Dampfgehalt, der sich durch die Entspannungsverdampfung infolge des Druckverlustes im Verdampferrohr einstellt.

Aus der Energiebilanz am Rohrverdampfer folgt:

$$\frac{l}{d_i} = \frac{\dot{m}}{4\dot{q}} \left[x^* (h''_A - h'_A) - (h'_E - h'_A) \right] \qquad (1)$$

Für die Berechnung des Verhältnisses l/d_i ist nur noch die Kenntnis der Enthalpien von Dampf und Flüssigkeit am Austritt des Verdampfers notwendig.

Die Enthalpien im Austrittsquerschnitt lassen sich berechnen aus der Austrittstemperatur, die Austrittstemperatur aus dem Austrittsdruck und der Austrittsdruck aus der Differenz von Eintrittsdruck und dem Druckabfall im Verdampfer.

Bei der Ermittlung des Druckabfalls bei Zweiphasenströmung wird man zunächst versuchen, Meßwerte oder eine auf die gegebenen Verhältnisse zugeschnittene Gleichung zu verwenden. Da diese meistens nicht existiert, wird man von der allgemeinen Gleichung für den Druckabfall bei Zweiphasenströmung in einem Rohr ausgehen:

$$\Delta p_{Z,Ph} = \Delta p_l \cdot \varphi_{Z,Ph} \qquad (2)$$

Δp_l = Druckabfall für die flüssige Phase

$\varphi_{Z,Ph}$ = Zweiphasenkorrekturglied

Je nach Strömungsform, Dampfgehalt, Massenstromdichte und Stoff sind die Korrekturglieder für Zweiphasenströmung von Bankoff [4], Lockard und Martinelli [5], Chawla [6,7,8] oder Bandel [9] anzuwenden.
Durch Vorgabe des Innendurchmessers des Verdampferrohres wird dessen Länge festgelegt.

2.2. Außendurchmesser des Verdampferrohres und Ringspalt

Der Außendurchmesser des Verdampferrohres und der Ringspalt werden mit Hilfe der Stabilitätsbedingung für stabiles Sieden berechnet.

2.2.1. Stabilitätsbedingung

Ein Verdampfer kann nach Stephan [1] nur dann unter stabilen Bedingungen arbeiten, wenn im Betriebspunkt die Steigung der Siedekennlinie größer ist als die Steigung der Heizflächenkennlinie, siehe hierzu Abb. 2b.

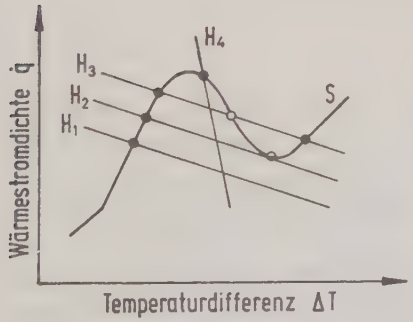


Abb. 2b: Siedekennlinie und Verdampferkennlinie

Die stationäre Heizflächenkennlinie ist durch folgende Gleichung gegeben:

$$\dot{q} = -\frac{1}{R_R}\Delta T + \frac{1}{R_R}(T_W - T_K) \qquad (3)$$

Im vorliegenden Fall ist die Heizfläche ein Rohr, an dessen Innenseite eine strömende Flüssigkeit siedet und entlang dessen Außenseite ein Stoffstrom für die gleichzeitige Beheizung und Stabilisierung des Verdampfers geführt wird.

Für den Wärmewiderstand R_R ergibt sich dann:

$$R_R = \frac{r_i}{\alpha_a r_a} + \frac{r_i}{\lambda_x} \cdot \ln \frac{r_a}{r_i} \qquad (4)$$

Die von Stephan in seinen Arbeiten [1,2] beschriebene Stabilitätsbedingung besagt, daß

$$\frac{1}{R_R} > -\frac{d\dot{q}}{d(\Delta T)} \qquad (5)$$

sein muß, wenn stabile Betriebszustände erreicht werden sollen. Neben Stephan haben später noch Grassmann und Ziegler [10] diese Stabilitätsbedingung angegeben. Durch die experimentellen Untersuchungen von Hesse [11] bei Behältersieden und die eigenen Untersuchungen bei erzwungener Strömung findet diese Stabilitätsbedingung volle Bestätigung.

2.2.2. Verdampferrohraußendurchmesser

Um den Wärmewiderstand nach Gleichung (5) berechnen zu können, muß die Steigung der Siedekennlinie zunächst geschätzt werden. Der Rohrinnenradius r_i ist durch die Berechnung unter 2.1. vorgegeben. Die Wärmeleitfähigkeit der Rohrwand λ_x für den Werkstoff kann aus Tabellen entnommen werden.

Danach sind noch der Wärmeübergangskoeffizient vom Stabilisierungsstoffstrom zur äußeren Rohrwand α_a und der Rohraußendurchmesser d_a zu berechnen.

Der maximale Außendurchmesser d_a ergibt sich aus der Wärmeleitgleichung nach Fourier mit

$$d_a \leq d_i \cdot e^{\frac{\lambda_x \Delta T_R}{r_i \dot{q}}} \qquad (6)$$

ist aber so klein wie technisch möglich zu wählen, damit der Wärmewiderstand der Rohrwand möglichst klein wird.

2.2.3. Ringspalt

Nach Wahl des Außenrohrdurchmessers d_a ist der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Stabilisierungsstoffstrom und der Rohraußenwand α_a durch die in 2.2.1. beschriebene Stabilitätsbedingung vorgegeben.

Es sind nun ein durch seine physikalischen Daten geeigneter Stoff und die Geschwindigkeit des Stoffes so zu wählen, daß der aus diesen gewählten Daten errechenbare Wärmeübergangskoeffizient

$$\alpha_{a\,II} \geq \alpha_a \qquad (7)$$

ist.

In erster Linie sollte nach Möglichkeit Wasser aufgrund seiner für die Stabilisierung günstigen physikalischen Daten gewählt werden, bei höheren Temperaturen Marlotherm S (Hüls).

Durch geeignete Wahl des Massenstroms $\dot{M}_W$, wobei für die Größe des Ringspalts $(D_i - d_a)$, die Geschwindigkeit v_W und den Massenstrom $\dot{M}_W$ technisch sinnvolle Werte zu wählen sind, kann die Größe des Ringspalts berechnet werden zu

$$(D_i - d_a) = \sqrt[2]{d_a^2 + \frac{4}{\pi} \frac{\dot{M}_W}{\varrho_W v_W}} - d_a \qquad (8)$$

3. Versuchsanlage

Abb. 3 zeigt das Fließbild der Versuchsanlage. Kernstück der Anlage sind ein Verdampferkreislauf, in dem das zu verdampfende Fluid umläuft und ein Stabilisierungskreislauf für die gleichzeitige Stabilisierung und Beheizung des Verdampfers.

3.1. Verdampferkreislauf

Von der Pumpe des Verdampferkreislaufs strömt das Fluid zu einer Regelstrecke für den Volumstrom. Die Regelung erfolgt mit Hilfe zweier Regelventile und einer Umgehungsleitung. Kleine Druckschwankungen, die von der Pumpe ausgehen können, werden mit einem Druckspeicher hinter der Regelstrecke für den Volumstrom eliminiert.

Der Volumstrom wird anschließend je nach dessen Größenordnung wahlweise mit einem der beiden Turbinendurchflußmesser gemessen. Maßgebende Größe ist der Massenstrom, der aus Dichte und Volumstrom berechnet wird. Deshalb wird noch die Temperatur des gemessenen Volumstroms mit einem Doppelthermoelement bestimmt. Diese Temperatur ist identisch mit der Eingangstemperatur des Heizers.

Im Heizer wird das Fluid auf Siedetemperatur gebracht, wobei der Druck allerdings höher ist als der zugehörige Siededruck. In einer zwischen Heizer und Verdampfer eingebauten Düse wird der Druck auf den Siededruck abgebaut, wobei während der Versuche der Strömungsdampfgehalt $x^* = \dot{m}''/\dot{m}'+\dot{m}''$ des Fluids am Eingang des Verdampfers Null ist. Der Dampfgehalt x^* ist unter Siedebedingung nur dann Null, wenn Entspannungsverdampfung aufgrund des Druckabfalls in der Düse nicht stattgefunden hat und somit die Temperatur des Fluids beim Durchströmen der Düse meßbar unverändert bleibt. Mit Hilfe zweier Doppelthermoelemente

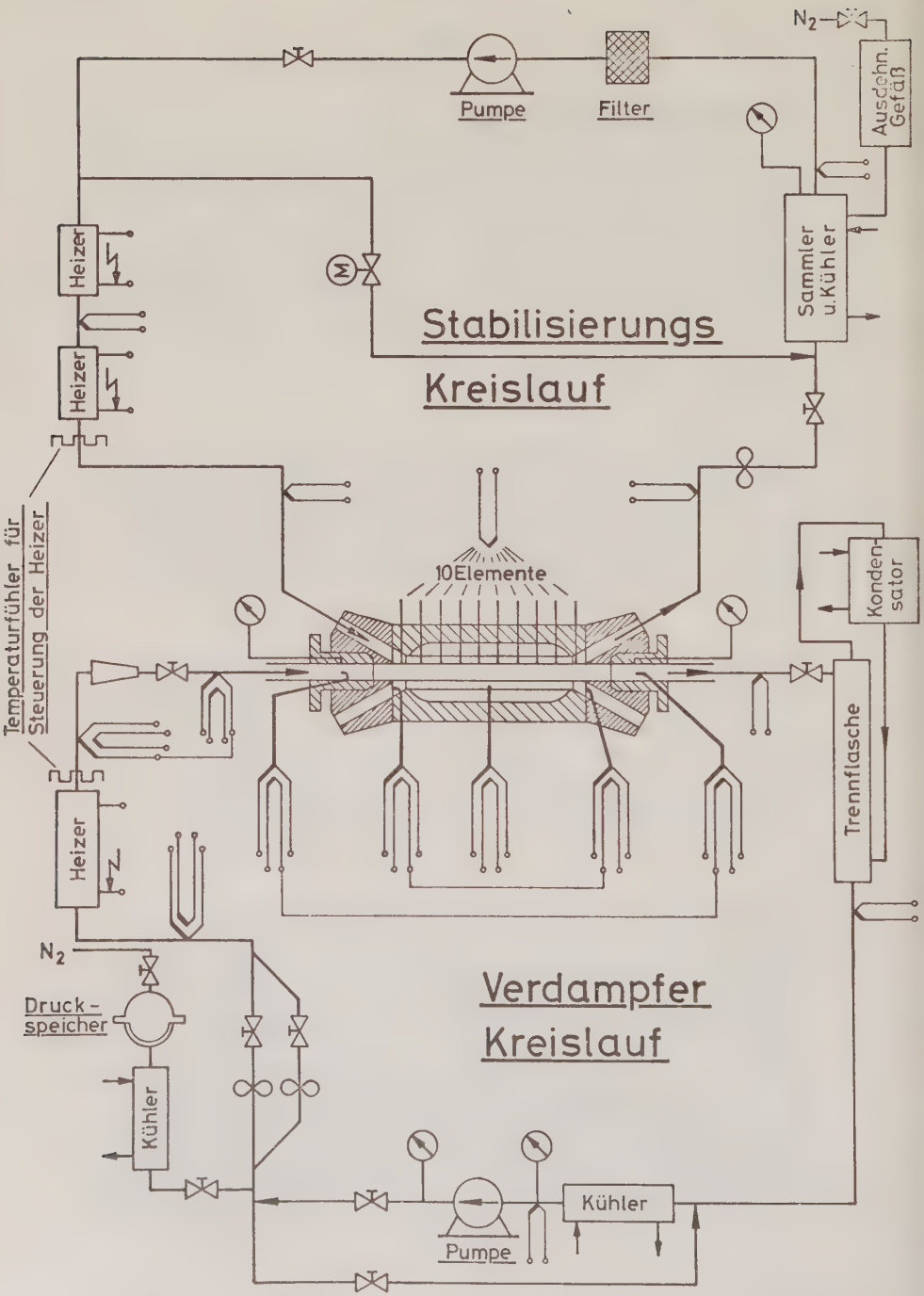


Abb. 3: Fließbild der Versuchsanlage

wird je vor und hinter der Düse die Temperatur bestimmt, sowie durch eine Differenzschaltung die Temperaturdifferenz zwischen Eingang und Ausgang der Düse direkt gemessen.

Das Fluid strömt unter Siedebedingung in das Verdampferrohr und verdampft an der Rohrinnenwand aufgrund der Beheizung der Rohraußenwand durch die Stabilisierungsflüssigkeit und wegen des im Verdampferrohr auftretenden Druckabfalls durch Entspannungsverdampfung bis zum maximalen Dampfgehalt $x^* = 0,1$.

Das im Verdampfer entstandene Zweiphasengemisch verläßt den Verdampfer über eine Temperatur- und Druck - Meßbüchse und strömt in eine Trennflasche, in der beide Phasen voneinander getrennt werden. Der Dampf steigt nach oben in den Kondensator und wird dort kondensiert. Die Kondensationsenthalpie wird wahlweise über trockene Druckluft, befeuchtete Druckluft oder Druckwasser abgeführt.

Das entstandene Kondensat gelangt am unteren Ende der Trennflasche wieder in diese, vermischt sich mit der abgetrennten flüssigen Phase und wird über einen Kühler wieder der Saugseite der Pumpe zugeführt.

3.2. Stabilisierungskreislauf

Der Stabilisierungskreislauf ist Hilfskreislauf der Versuchsanlage. Er soll für eine steile Verdampferkennlinie sorgen und gleichzeitig das Verdampferrohr beheizen. Als Stabilisierungsflüssigkeit wurde vollentgastes Wasser gewählt.

Die Pumpe des Stabilisierungskreislaufs fördert das Wasser über eine Regelstrecke für den Volumstrom, bestehend aus Regelventil, Motorregelventil und Umgehungsleitung in einen elektrischen Kaskadenheizer, der über einen PID-Regler

angesteuert wird. Die auf den Sollwert aufgeheizte Stabilisierungsflüssigkeit wird von hier aus durch einen konzentrisch konstruierten Strömungsteiler in 10 parallelen Rohren zum Verdampfereingang geführt und dort wieder konzentrisch zusammengefaßt, so daß am Anfang des eigentlichen Verdampferrohres ein Ringspalt entsteht. Durch diesen Ringspalt, gebildet von Verdampfergehäuse und Verdampferrohr, strömt das Wasser im Gleichstrom zum Verdampferkreislauf, stabilisiert und beheizt dabei die Verdampferrohrwand. Mit dieser Anordnung der Strömungsführung, die auch für den Ausgang des Verdampfers vorgesehen wurde, ist eine gleichmäßige Strömungsführung im Ringspalt gewährleistet.

Die Rohrwandtemperatur wird mit zehn im Rohr verstemmten und anschließend eingelöteten Thermoelementen bestimmt. Die Temperaturdifferenz der Stabilisierungsflüssigkeit zwischen Eingang und Ausgang des Verdampfers wird durch Differenzschaltung zweier Thermoelemente direkt gemessen. Sie ist mit dem Massenstrom des Wassers ein Maß für die übertragene Wärmestromdichte im Verdampfer.

In der dem Verdampfer nachgeschalteten Meßstrecke für den Volumstrom und die Temperatur, bestehend aus Turbinendurchflußmesser und Thermoelement, wird der Massenstrom der Stabilisierungsflüssigkeit erfaßt. Von hier strömt das Wasser über einen Sammler, der gleichzeitig als Kühler dient, und einen Filter zum Saugstutzen der Pumpe zurück. Der Sammler ist zusätzlich über eine dünne Rohrleitung mit einem hochgehängten Ausdehnungsgefäß verbunden. Durch Aufgabe von Druckstickstoff im Ausdehnungsgefäß kann der Druck im Stabilisierungskreislauf immer so eingestellt werden, daß auch bei Wassertemperaturen über 100°C an keiner Stelle des Stabilisierungskreislaufs Verdampfung eintritt.

3.3. Verdampfer

Abb. 4 zeigt eine Prinzipskizze des Verdampfers und eine Auflistung der wesentlichen Bauteile.

Das an der Frontseite des Verdampfergehäuses G bis zur Mittelachse oval ausgenommene Loch (unschraffierte ovale Fläche) wird mit einem entsprechenden Paßstück wieder verschlossen. Die Abdichtung nach außen erfolgt durch eine frontal aufgeschraubte Platte mit Dichtung. Die an den Enden konisch auslaufende in der Mittelachse liegende Bohrung mit dem Durchmesser D_i wird also zur Hälfte je vom Verdampfergehäuse und dem leicht ausbaubaren Paßstück gebildet. Auf diese Weise ist es möglich, die für die Messung der Rohrtemperatur notwendigen zehn Mantelthermoelemente c mit Hilfe von Conaxverschraubungen B durch das Verdampfergehäuse in den Ringspalt einzubringen, im Verdampferrohr zu verstemmen und einzulöten. Ein eventuell notwendiger Austausch der Thermoelemente ist ebenfalls leicht möglich.

An die beiden Enden des Verdampfergehäuses sind die Anschlußstücke für den Stabilisierungskreislauf C angeschweißt. Zehn in den Konus des Verdampfergehäuses verlaufende Bohrungen im jeweiligen Anschlußstück sorgen für eine gleichmäßige Strömung des Stabilisierungsstoffstroms im Ringspalt. Der Ringspalt wird durch das in die Bohrung des Verdampfergehäuses eingebrachte, in den beiden Anschlußstücken verschweißte Verdampferrohr und der Bohrung selbst gebildet. Das Verdampfergehäuse G, die Anschlußstücke für den Stabilisierungskreislauf C und das Verdampferrohr E sind also starr miteinander verbunden.

Das Verdampferrohr E wurde vor dem Einschweißen im jeweiligen Abstand von 30mm mit zehn radialen 0,5mm tiefen und 13mm langen Nuten versehen, in welche später die Manthelthermoelemente c mit der Dicke d_T = 0,5mm eingelegt

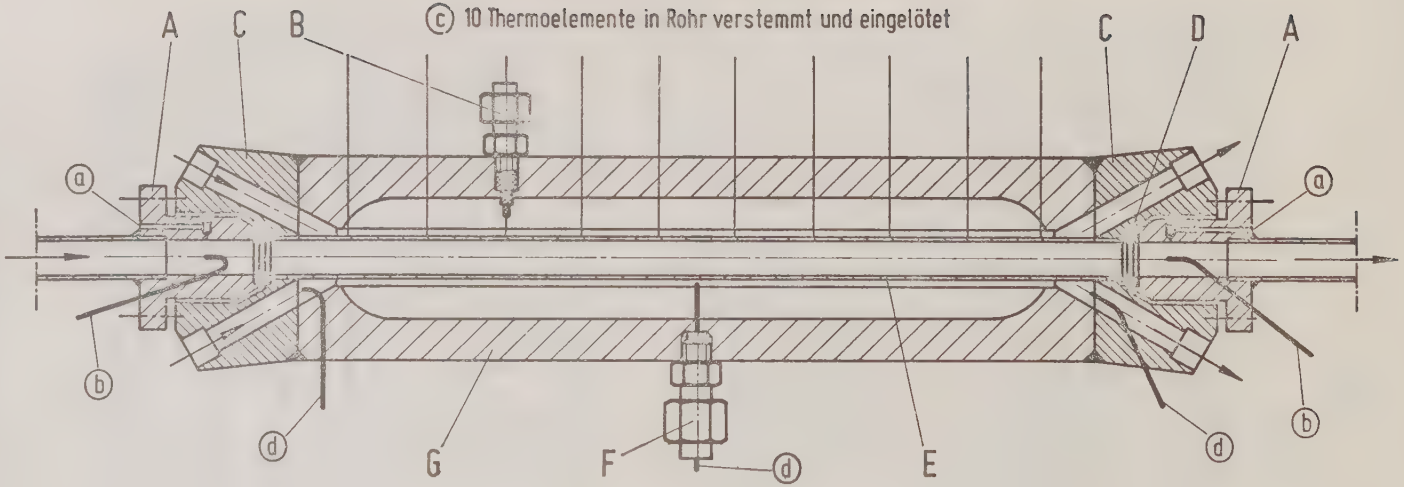


Abb. 4: Prinzipskizze des Verdampfers

A Verbindungsbuchse mit Druckaufnehmer ⓐ und Thermoelement ⓑ

B Conaxverschraub. für Thermoelemente ⓒ

C Anschlußstücke für Stab. Kreislauf mit 10 Bohrungen am Umfang

D Dichtung aus Kupfer und Teflon

E Ni-Verdampferrohr 16X1; 332mm lang

F 3 Conaxverschraub. für Thermoelemente ⓓ

G Verdampfergehäuse

ⓐ Bohrung für Messung des Dampfdrucks

ⓑ Messung der Ein-und Ausgangstemperatur sowie deren Temperaturdiff. im Verdampfer

ⓒ Messung der Verdampferrohrtemperatur

ⓓ Messung der Ein-und Austrittstemperatur sowie deren Temp. diff. im Stab.-Kreislauf

und mit der Rohroberfläche bündig verstemmt wurden. Mit einem speziellen Lot, dessen Wärmeleitfähigkeit λ dem des Werkstoffes des Verdampferrohrs fast gleicht, konnten die kleinen Zwischenräume zwischen Thermoelementen und Verdampferrohr geschlossen werden.

Wenn man sich eine Seitenansicht von rechts der Abb. 4 vorstellt, befinden sich die zehn Meßpunkte der Thermoelemente für die Rohrtemperatur im dritten Quadranten des Einheitskreises bei 270°. Gemessen wird die Rohrtemperatur bei $r_a^* = r_a - d_T/2$. Die Rohrinnenwandtemperatur läßt sich dann durch

$$T_{wi} = T_{wa}^* - \frac{\dot{Q} \cdot \ln \frac{r_a^*}{r_i}}{\lambda \cdot 2 \cdot \pi \cdot l} \qquad (9)$$

berechnen.

Die Doppelthermoelemente d sind mit Hilfe von Conaxverschraubungen F in den Ringspalt geführt. Mit den beiden äußeren wird die Eintritts- und Austrittstemperatur der Stabilisierungsflüssigkeit im Verdampfer, sowie deren Differenz gemessen. Diese Temperaturdifferenz ist ein Maß für die im Verdampfer übertragene Wärmestromdichte. Das mittlere Doppelthermoelement zeigt zur Kontrolle die mittlere Temperatur der Stabilisierungsflüssigkeit im Ringspalt an.

Der Verdampfer wird mit Hilfe der zwei Verbindungsbuchsen A an den Verdampferkreislauf angeschlossen. Die Verbindungsbuchsen dienen zugleich auch als Meßbuchsen für Druck und Temperatur des zu verdampfenden Stoffes am Eingang und am Ausgang des Verdampfers. Die Abdichtung nach außen erfolgt durch ein Zentrierstück D aus Kupfer, welches zur besseren Wärmeisolation mit Teflon belegt ist.

3.3.1. Verdampferrohrabmessungen

Für die Verdampferfläche wurde ein Rohr aus Reinnickel 99,2% gewählt.

Verdampferbohrung	D_i	22,002 ± 0,007	mm
Außendurchmesser	d_a	15,994 ± 0,009	mm
Wanddicke	s	1,007 ± 0,006	mm
Rohrlänge	l_R	332,0 ± 0,1	mm
Beheizte Länge	l	310 ± 1	mm
Anzahl der Nuten	n	10	
Tiefe der Nuten		0,5	mm
Länge der Nuten		13	mm
Abstand der Nuten voneinander		30	mm
Glättungstiefe	R_p	0,83	µm

3.4. Messung und Erfassung der Daten

3.4.1. Volumstrom

Im Stabilisierungskreislauf werden der Volumstrom des Wassers gemessen und daraus die für die Stabilisierung wichtige Wassergeschwindigkeit v_W und der Massenstrom $\dot{M}_W$ bestimmt, der seinerseits für die Berechnung der im Verdampfer übertragenen Wärmestromdichte $\dot{q}$ benötigt wird.

Die Messung des Volumstroms und damit der Massenstromdichte $\dot{m}$ des zu verdampfenden Fluids im Verdampfer ist notwendig, da diese bei der Verdampfung bei erzwungener Strömung eine wichtige Einflußgröße ist.

Der Volumstrom wurde in allen Fällen mit Turbinendurchflußmessern bestimmt, deren Impulse über einen Impulsverstärker durch einen Frequenzzähler elektronisch digital angezeigt wurden.

$$V = \frac{f}{k} \qquad (10)$$

V = Volumstrom
f = Impulsfrequenz
k = Korrekturfaktor der Turbine

Turbinendurchflußmesser:	Linearitätsfehler:	± 0,15% - 1%
	Streufehler	: ± 0,05% - 0,1%
Frequenzzähler	: Anzeigefehler	: ± 1 Hz

3.4.2. Druck

Die Sicherheitskontrollen für den Druck am Sammler des Stabilisierungskreislaufs, sowie am Saug- und Druckstutzen der Pumpe des Verdampferkreislaufs erfolgten mit Rohrfedermanometern der Güteklasse 0,4.
Der Druck der siedenden Flüssigkeit am Eingang und Ausgang des Verdampfers wurde mit Rohrfeder- Feinmeßmanometern der Güteklasse 0,1 gemessen.

3.4.3. Temperatur

Zur Messung der Temperatur dienten Mantelthermoelemente auf der Basis Nickel/Chrom-Nickel. Vergleichsstellen waren dabei elektronische Thermostaten mit einer Vergleichsstellentemperatur von 323,15 K.

Insgesamt waren 30 Temperaturmeßstellen vorgesehen. Ein Kompensationspunktdrucker mit einem Eingangswiderstand im MΩ- Bereich erfaßte die für die Steuerung und Kontrolle der Anlage notwendigen zwölf Temperaturen auf ±0,25 K genau. Die Thermospannungen der übrigen 18 Meßstellen wurden nacheinander im Intervall von 1s durch eine Datenerfassung aufgenommen, am hochohmigen sechsstelligen Digitalvoltmeter angezeigt und durch Einsatz eines

Streifenstanzers gespeichert. Das Digitalvoltmeter hat eine Auflösung von 1 Digit ≙ 0,1μV ≙ 0,0025K.

Auf Lochstreifen wurden die Thermospannungen der Kontrolltemperaturen für den Siedezustand und den Dampfgehalt x^* des zu verdampfenden Stoffes, der für die Berechnung der Massenströme erforderlichen Temperaturen, der Temperaturen und Temperaturdifferenzen beider Stoffströme am Ein- und Ausgang des Verdampfers und der Wandtemperaturen des Gleichstromdoppelrohrverdampfers gespeichert.

3.4.3.1. Kalibrieren der Thermoelemente

Alle in der Anlage eingebauten Thermoelemente entstammten der gleichen Fabrikationscharge. Man kann daher erwarten, daß die Thermospannungskurven der einzelnen Elemente die gleiche Charakteristik aufweisen und sich nur um ein additives Korrekturglied unterscheiden.

Die Kalibriereinrichtung bestand aus einem Temperierbad mit einer Temperaturwelligkeit kleiner als 0,01K und einem Satz geeichter Quecksilberthermometer, die auf 1/100°C genau anzeigten. Die Kalibrierwerte der Thermoelemente wurden im Abstand von 5K aufgenommen.

Die Temperaturmessung wird durch die Temperaturwelligkeit der elektronischen Thermostaten für die Vergleichsstelle beeinflußt; es wurde ein Meßfehler von $\pm$0,025K und für die direkte Temperaturdifferenzmessung ein Meßfehler von $\pm$0,01K festgestellt. Wie die Ergebnisse der Kalibrierung zeigten, wiesen die Thermospannungskurven der einzelnen Elemente die gleiche Charakteristik auf und unterschieden sich nur um ein additives Korrekturglied. Die tabellierte Thermospannungskurve eines Elementes konnte somit unter Berücksichtigung des jeweiligen Korrekturgliedes für alle Thermoelemente benutzt werden.

Nach dem Einbau der Thermoelemente wurde eine Nachkalibrierung an jeweils 5 Punkten der Thermospannungskurve vorgenommen. Für einige Thermoelemente, die nach dem Einbau im Verdampferrohr verstemmt waren, ergab sich ein neues Korrekturglied. Die Charakteristik der Thermospannungskurven hatte sich aber nicht geändert.

4. Versuchsdurchführung

4.1. Versuchsvorbereitung

Nach gründlicher Reinigung und Trocknung beider Kreisläufe wurde der Stabilisierungskreislauf mit Wasser gefüllt, entlüftet und aufgeheizt. Durch mehrfaches Aufheizen und Entlüften konnte schließlich das Wasser völlig entgast werden.
Der Verdampferkreislauf wurde solange auf 10^{-1} Torr evakuiert, bis längere Zeit nach Abschalten der Vakuumpumpe kein wesentlicher Anstieg des Druckes mehr zu beobachten war. Dann erfolgte im viermaligen Wechsel die Einfüllung gasförmigen Versuchsstoffes und anschließend Evakuierung. Nach diesem Spülprozeß konnte der Verdampferkreislauf bis zur vollständigen Füllung des Verdampferrohres mit dem Versuchsstoff aufgefüllt werden. Das Flüssigkeitsniveau wurde mit einem Füllstandsanzeiger an der Trennflasche kontrolliert. Da bekanntlich wegen der anfänglichen Gasbeladung an einer neuen Heizfläche die Wärmeübergangskoeffizienten größer sind als nach längerer Betriebszeit [12,13,14], wurde der Verdampferkreislauf zwei Wochen bei wechselnden Temperaturen, Drücken und Massenstromdichten eingefahren.

4.2. Vorversuche

4.2.1. Heizertest

Die baugleichen Heizer beider Kreisläufe weisen eine Heizleistung von bis zu 20KW auf. Die Heizleistung wurde mit Hilfe eines Thyristor Stellgliedes und einem auf Hand/Automatik umschaltbaren Regler eingestellt. Durch elektrisches Hintereinanderschalten einzelner Heizwendeln

konnte die Empfindlichkeit des Systems dem eingefüllten Versuchsstoff angepaßt werden.

4.2.2. Kondensatortest

Der einer vorhandenen Anlage entnommene Kondensator hatte nur einen Kühlkreislauf. Eine Regelung über die Kondensationsfläche kam deshalb nicht in Betracht. Die Regelung erfolgte daher über die Eintrittstemperatur des Kühlstoffs, die Geschwindigkeit und den Kühlstoff selbst. Die Eintrittstemperatur des Kühlstoffs wurde mit Hilfe des aus dem Kondensator abfließenden aufgeheizten Kühlstoffs über einen Doppelrohraustauscher eingestellt. Als Kühlstoff standen Druckwasser und Druckluft zur Verfügung. Wie die Untersuchungen ergaben, ließ sich bei dem Versuchsstoff R114 durch die Kombination von trockener Druckluft und befeuchteter Druckluft die abgeführte Kondensationsenthalpie besonders gut regeln.

4.2.3. Druckmessung

Am Eingang des Heizers traten Druckschwankungen von höchstens $\pm$0,01bar auf. Am Ausgang des Verdampfers war die Möglichkeit einer genauen Druckmessung sehr begrenzt. Während im unteren Bereich der Blasenverdampfung nur kleine Druckschwankungen um 0,02bar auftraten, waren diese im Bereich der maximalen Wärmestromdichte und im Bereich des Übergangssiedens von Blasen- zur Filmverdampfung so groß, daß in diesen Bereichen der Ausgangsdruck mit Hilfe eines Feinmeßmanometers nur auf $\pm$0,1bar angegeben werden konnte.

4.2.4. Rückwirkungen in der Anlage

Das Einstellen der Anlage auf einen gewünschten Betriebspunkt ist insofern schwierig, als jede Veränderung des Betriebszustandes in einem Anlagenteil Rückwirkungen auf alle anderen Anlagenteile ausübt. Wenn z.B. der Druck im Kondensator gesenkt wird, erniedrigt sich damit auch der Druck am Saugstutzen der Pumpe, die Förderleistung der Pumpe nimmt ab, der geringere Massenstrom wird im Kühler vor der Pumpe stärker gekühlt und nach der Pumpe im Heizer stärker erhitzt, so daß schließlich im Eintritt des Verdampfers meist entweder unterkühlte Verdampfung oder Verdampfung mit schon vorhandenem Dampfanteil eintritt. Dies bedeutet aber auch eine Rückwirkung auf den Heiz- bzw. Stabilisierungskreislauf, da nunmehr ein anderer Wärmestrom im Verdampfer übertragen wird. Es hat sich gezeigt, daß die Anlage leichter auf einen gewünschten Betriebspunkt einzustellen ist, wenn man zunächst den Stabilisierungskreislauf und anschließend den Verdampferkreislauf aussteuert.

4.2.5. Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse

Durch mehrmaliges Messen einzelner Bereiche der Siedekennlinie ergab sich ein ausreichend genau reproduzierbarer Verlauf. Die einzelnen Meßpunkte konnten dagegen nur selten reproduziert werden, da es nahezu unmöglich ist, den selben Betriebszustand mehrfach zu erreichen. Weiterhin ergaben sich keine Unterschiede im Verlauf der Siedekennlinie, ob sie nun ausgehend von der Blasenverdampfung oder ausgehend von der Filmverdampfung aufgenommen wurde. Im Bereich der Blasenverdampfung wurden von verschiedenen Autoren [12,14, 16,17] unterschiedliche Ergebnisse des Wärmeübergangs bei Messungen mit steigender oder fallender Wärmestromdichte beobachtet. Bei den eigenen Messungen traten keine Hysteresseerscheinungen auf, da die Versuche nur bei vollausge-

bildeter Blasenverdampfung durchgeführt wurden.

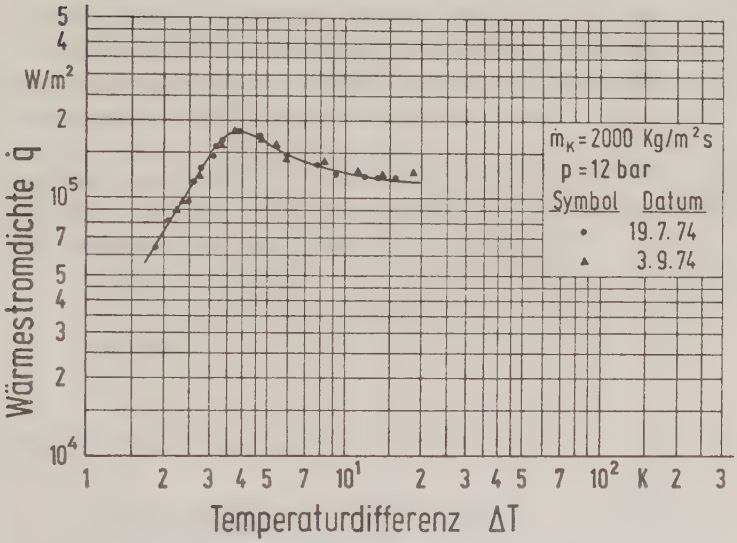


Abb. 5 : Nachprüfung der Reproduzierbarkeit

Abb. 5 zeigt die Siedekennlinie von R114 bei 12bar und $\dot{m}_K$ = 2000kg/m^{2}s. Die einzelnen Meßpunkte, die teilweise vor Durchführung des Versuchsprogramms und teilweise im Anschluß an die Messungen aufgenommen wurden, ergaben eine geschlossenen Kurve.

4.2.6. Geschwindigkeit des Stabilisierungsstoffstroms v_W

Zahlreiche Versuche ergaben, daß Geschwindigkeiten von $v_W \approx 5{,}5$m/s hinsichtlich der anlagebedingten Meßgenauigkeit und der Stabilisierung besonders günstig waren. Die Geschwindigkeiten für den Stabilisierungsstoffstrom lagen bei allen späteren Versuchen in diesem Geschwindigkeitsbereich.

In Abb. 6 ist die Siedekennlinie von R114 bei 12bar und $\dot{m}_K$ = 2000kg/m^{2}s und die Verdampferkennlinie bei v_W=5,5m/s aufgetragen. Die Kennlinien haben nur einen gemeinsamen Schnittpunkt. Folglich arbeitet der Verdampfer in allen Bereichen der Siedekennlinie stabil.

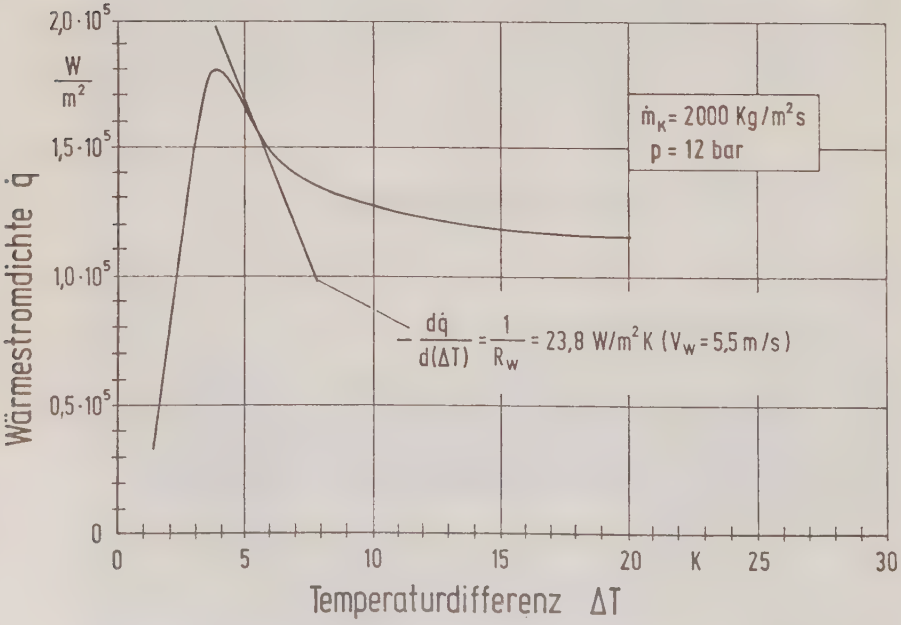


Abb. 6 : Schnittpunkt von Siede- und Verdampferkenlinie

4.3. Versuchsablauf

Nach dem Einstellen der Anlage auf einen Betriebspunkt im Bereich der Blasenverdampfung, mußte der Beharrungszustand abgewartet werden. Anschließend wurden die für die Auswertung erforderlichen Messungen vorgenommen. Um den nächsten Betriebspunkt messen zu können, wurde die Wassertemperatur im Stabilisierungskreislauf um etwa 0,1K und damit auch die Rohrwandtemperatur erhöht. Auf diese Weise wurde schließlich ausgehend von der Blasenverdampfung der Bereich der maximalen Wärmestromdichte und der Übergangsbereich der Siedekennlinie aufgenommen.

5. Auswertung

5.1. Wärmestromdichte

Die Wärmestromdichte $\dot{q}$ läßt sich aus einer Enthalpiebilanz für den Stabilisierungsstoffstrom zwischen Eintritt und Austritt des Verdampfers berechnen.

$$\dot{q} = \frac{\dot{M}_W}{A} \left(h'_{WE} - h'_{WA} \right) \qquad (11)$$

Durch die Einhaltung der Stabilitätsbedingung ist der Massenstrom der Stabilisierungsflüssigkeit $\dot{M}_W$ verhältnismäßig groß und damit der Unterschied der Temperaturen und der Enthalpien zwischen Eintritt und Austritt des Verdampfers relativ klein.
Zur Bildung einer möglichst genauen Enthalpiedifferenz muß vor allen Dingen der Temperaturunterschied genau bekannt sein. Im vorliegenden Fall wurde die Temperaturdifferenz mit Hilfe von Thermoelementen direkt gemessen, da bei der Direktmessung die Meßfehler sehr viel kleiner

sind. Als Bezugstemperatur diente die Temperatur des Stabilisierungsstoffstroms am Austritt des Verdampfers. Somit ergibt sich die Temperatur am Eintritt durch

$$T_{WE} = T_{WA} + (T_{WE} - T_{WA}) \quad . \qquad (12)$$

5.2. Temperaturdifferenz

Die mittlere Temperaturdifferenz

$$\Delta T = T_{Ri} - T_K \qquad (13)$$

ergibt sich aus Gleichung (9) zu

$$\Delta T = T^*_{Ra} - \frac{\dot{Q} \cdot \ln \frac{r^*_a}{r_i}}{\lambda \cdot 2 \cdot \pi \cdot l} - T_K \qquad (14)$$

Dabei ist

$$T^*_{Ra} = \sum_{n=1}^{10} \frac{T^*_{Ra,n}}{10} \qquad (15)$$

5.3. Dampfgehalt

Der Dampfgehalt x^* läßt sich aus einer Enthalpiebilanz für den Stoffstrom des zu verdampfenden Mediums zwischen Ein- und Austritt des Verdampfers berechnen zu

$$x^* = \frac{h'_{KE} - h'_{KA} + \frac{\dot{Q}}{\dot{M}_K}}{h''_{KA} - h'_{KA}} \qquad (16)$$

5.4. Abschätzung des Fehlers

Der im Anhang aufgeführte Fehler für den Wärmeübergangskoeffizienten α wurde als mittlerer quadratischer Fehler berechnet gemäß

$$\frac{\overline{\Delta\alpha}}{\alpha} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\dot{q}}{\dot{q}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(\Delta T)}{\Delta T}\right)^2} \qquad (17)$$

6. Ergebnisse

6.1. Darstellung der Meßergebnisse

Die Ergebnisse der Wärmeübergangsmessungen sind im Anhang tabelliert und auch als Siedekennlinie $\dot{q} = f(\Delta T)$ graphisch dargestellt.

6.2. Typische Siedekennlinie

In Abb. 7 sind eine Siedekennlinie für erzwungene Strömung mit einer von Hesse [11] aufgenommenen Siedekennlinie für freie Strömung von R114 verglichen.
Die Verdampferrohrabmessungen und die Werkstoffe der Verdampferrohre entsprechen sich in etwa (siehe Tabelle 1).

Autor	Art der Strömung	Länge d. Meßstr.	Rohr-durchm.	Art der Verdampfg.	Werkstoff
Hesse	freie	350 mm	D_a=14mm	an d. Außenwand eines horiz. Rohres	Ni 99,8%
Hoffmann	erzwung.	310 mm	D_i=14mm	an d. Innenwand eines horiz. Rohres	Ni 99,2%

Tab.1: Vergleich mit dem Verdampferrohr von Hesse [11]

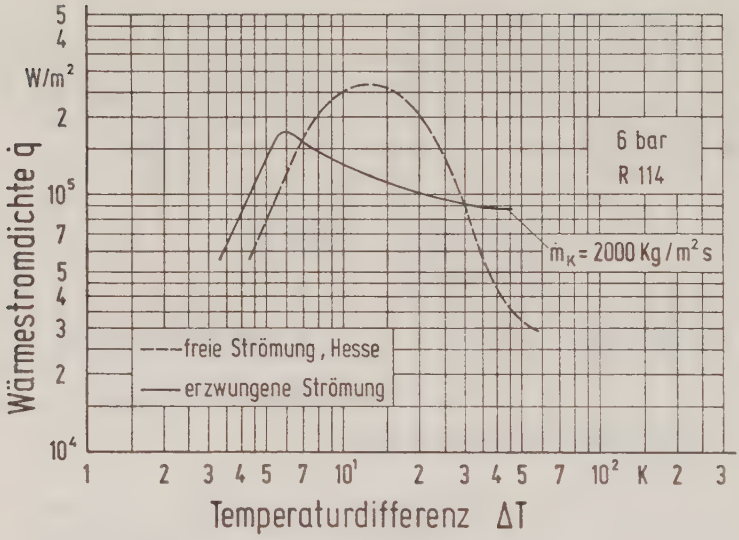


Abb. 7 : Typische Siedekennlinien

Beide Siedekennlinien wurden bei p = 6bar aufgenommen. Zunächst fällt auf, daß die Kurven für ausgebildetes Blasensieden nahezu parallel verlaufen. Für die erzwungene Strömung sind grundsätzlich die selben Einflußgrößen wie bei der Verdampfung bei freier Strömung maßgebend. Darüber hinaus kommen hier als zusätzliche Einflußgrößen die Massenstromdichte (Geschwindigkeit) und der Strömungsdampfgehalt hinzu. Die Parallelität der Kurven bedeutet, daß diese Einflußgrößen bei ausgebildeter Blasenverdampfung konstant sind. Nach Chawla [18] ist der Wärmeübergangskoeffizient bei erzwungener Strömung gegeben durch

$$\frac{\alpha_{er}}{\alpha_{fr}} = 29\, Re_{e,l}^{-0,3}\; Fr_{e,l}^{0,2} \qquad (18)$$

Somit ist $\alpha_{er} \sim \dot{m}^{0,1} \; (1-x^*)^{0,1} \; d^{-0,5}$. (19)

Der Einfluß des mit ΔT steigenden Dampfgehaltes x^* ist gering. Alle übrigen physikalischen Daten und der Rohrdurchmesser d sind Konstanten.
Folglich kann man nach erster Näherung

$$\frac{\alpha_{er}}{\alpha_{fr}} = \text{Konst.} \qquad (20)$$

setzen, wie es auch Abb. 7 zeigt.
Aus der Beziehung von Chawla und aus den eigenen Messungen geht weiterhin hervor, daß bei konstanter Wärmestromdichte $\dot{q}$ im Bereich des ausgebildeten Blasensiedens stets $\Delta T_{fr} > \Delta T_{er}$ ist.

Der Bereich der maximalen Wärmestromdichte ist bei erzwungener Strömung im Gegensatz zur freien Strömung schärfer abgegrenzt. Als maximale Wärmestromdichte wird im Folgehden der maximale Quotient aus der Summe aller örtlichen Wärmeströme längs des Rohres und der gesamten Verdampferfläche bezeichnet. Bei erzwungener Strömung herrscht im Verdampferrohr kein einheitlicher Siedezustand. Das heißt die Siedetemperatur, der Siededruck, der Strömungsdampfgehalt, die Geschwindigkeit, die Strömungsform, der Wärmestrom und die Temperaturdifferenz zwischen beheizter Wand und siedender Flüssigkeit sind über die Länge des Verdampferrohres nicht konstant. Dadurch ergeben sich für die erzwungene Strömung im allgemeinen niedrigere Werte und eine schärfere Abgrenzung des Bereichs der maximalen Wärmestromdichte, als für den einheitlichen Siedezustand bei freier Strömung.

Im Übergangsbereich vom Blasensieden zum totalen Filmsieden verläuft die Siedekennlinie für erzwungene Strömung sehr viel flacher als die Siedekennlinie für freie

Strömung. Ursache dafür ist die hohe Strömungsgeschwindigkeit des Fluids im Verdampferrohr, die das Ausbilden größerer Dampfnester am Verdampferrohr weitgehend verhindert und damit den Wärmeübergang verbessert, und weiterhin ein uneinheitlicher Siedezustand bei erzwungener Strömung im Verdampferrohr.
Der weitere Verlauf der Siedekennlinie konnte aus anlagebedingten Gründen nicht ermittelt werden.

6.3. Einfluß des Druckes p

Abb. 8 enthält eine Zusammenstellung der bei einer konstanten Massenstromdichte $\dot{m}_K$ = 2000kg/m^{2}s gemessenen Siedekennlinien von 5 bis 15 bar. Die Siedekennlinien wurden im Übergangsbereich zum Teil gekappt, um die Übersichtlichkeit der Abbildung zu erhalten. Der vollständige Kurvenverlauf kann jeweils dem Anhang entnommen werden.

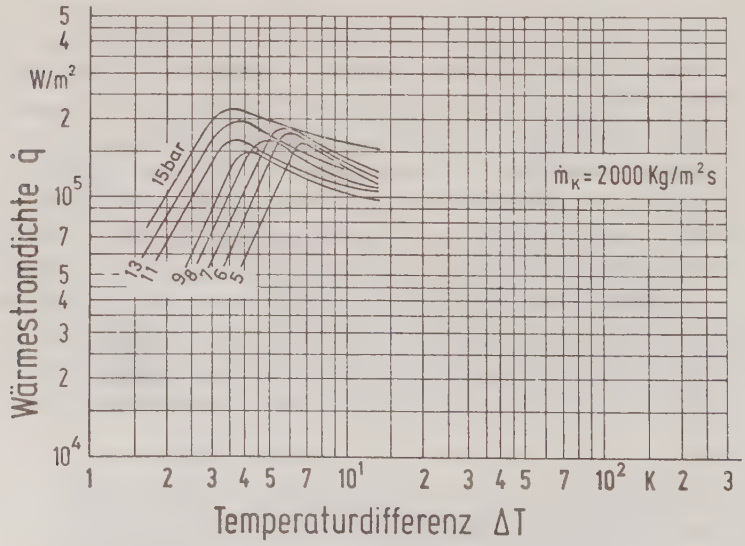


Abb. 8 : Siedekennlinien in Abhängigkeit vom Siededruck

Im Bereich des ausgebildeten Blasensiedens bestätigt sich die bekannte Tatsache, daß der Wärmeübergang mit steigendem Druck besser wird, [19,20,21].

Die maximale Wärmestromdichte nimmt zunächst mit steigendem Druck zu, erreicht bei p ≈ 7bar ein Zwischenmaximum, fällt dann wieder ab, durchläuft bei p ≈ 9bar ein Minimum und nimmt anschließend wieder zu. Erstmals berichteten Chichelli und Bonilla [22] über eine Abhängigkeit der maximalen Wärmestromdichte vom normierten Druck p/p_k bei Verdampfung in freier Strömung. Der von den Autoren beschriebene Anstieg der maximalen Wärmestromdichte mit steigendem normierten Druck bis zu einem Maximum und der anschließende Abfall wird durch die vorliegenden Meßergebnisse bei erzwungener Strömung bestätigt. Das Maximum bei $p/p_k = 0{,}22$ tritt dabei erwartungsgemäß bei einem niedrigeren Druckverhältnis als bei freier Strömung ($p/p_k = 0{,}35$) auf, [23]. Im Gegensatz zur freien Strömung steigt die maximale Wärmestromdichte bei erzwungener Strömung jedoch nach Durchlaufen eines Minimums bei $p/p_k = 0{,}28$ wieder stark an, siehe auch Abb. 34 im Anhang.
Mit zunehmendem Siededruck und dadurch abnehmender Viskosität nimmt auch die Grenzschichtdicke ab. Somit werden die an der beheizten Wand entstehenden Dampfblasen früher abgeschert, was ein Ansteigen der Blasenfrequenz und einen besseren Wärmeübergang zur Folge hat. Dieser Effekt ist so stark, daß die maximale Wärmestromdichte schließlich trotz steigendem normierten Druck wieder zunimmt.

Nach der Gleichung von Kutateladze [24] gilt für die Berechnung der maximalen Wärmestromdichte bei freier Strömung

$$\dot{q}_{max} = K_1 \cdot \Delta h_v \cdot \varrho_D \left[\frac{\sigma \cdot g (\varrho_l - \varrho_D)}{\varrho_D^2} \right]^{1/4} \qquad (21)$$

mit $K_1 = 0{,}16 \div 0{,}17$

Durch Berücksichtigung der Massenstromdichte $\dot{m}$, des Dampfgehaltes x^* und der Viskosität η ergibt sich hieraus für die erzwungene Strömung

$$\dot{q}_{max} = K_1 \cdot \Delta hv \cdot \varrho_D \left[\frac{\sigma \cdot g (\varrho_l - \varrho_D)}{\varrho_D^2} \right]^{1/4} f(\dot{m}; x^*; \eta) \qquad (22)$$

Bedenkt man nun, daß die Beziehung von Kutateladze zumindest den qualitativen Verlauf der maximalen Wärmestromdichte in Abhängigkeit vom normierten Druck für freie Strömung richtig wiedergibt, so kann man mit Hilfe des Korrekturgliedes den Verlauf der Funktion für erzwungene Strömung folgendermaßen erklären:
Ausgehend von einem kleinen normierten Druck, beeinflußt die Korrekturfunktion die Beziehung von Kutateladze derart, daß das Maximum erniedrigt und zu einem kleineren normierten Druck verschoben wird. Die Charakteristik der Kutateladze-Beziehung bleibt zunächst erhalten. Von einem gewissen normierten Druck an (Minimum), überdeckt die Korrekturfunktion die Kutateladze-Beziehung völlig.

Der Wärmeübergang im Übergangsbereich vom Blasensieden zum totalen Filmsieden zeigt in Abhängigkeit von p/p_k für die in Abb. 8 dargestellten Bereiche die gleiche Tendenz wie die maximale Wärmestromdichte. Im Übergangsbereich wirken sich die eben beschriebenen Einflüsse des Blasensiedens und der Filmverdampfung gleichzeitig aus.

6.4. Der Einfluß der Massenstromdichte $\dot{m}$

In Abb. 9 und 10 sind die Siedekennlinien für 12 und 15bar für erzwungene Strömung in Abhängigkeit von der Massenstromdichte $\dot{m}_K$ und im Vergleich dazu die jeweiligen Siedekennlinien für freie Strömung dargestellt.

Die Siedekennlinien für die verschiedenen Massenstromdichten $\dot{m}_K$ vereinigen sich im Bereich der ausgebildeten Blasenverdampfung zu je einer Kurve. Das heißt jedoch nicht, daß der Wärmeübergang im Bereich der ausgebildeten Blasenverdampfung von der Massenstromdichte $\dot{m}_K$ unabhängig ist, da gerade die Massenstromdichte und der Strömungsdampfgehalt die wesentlichen zusätzlichen Einflußgrößen für die Verdampfung bei erzwungener Strömung sind. Benutzt man jedoch die Gleichung (19) von Chawla, so erhält man für $\dot{m}_K = 4000 kg/m^2s$ um 13% höhere Wärmeübergangskoeffizienten als für $\dot{m}_K = 1200 kg/m^2s$. Diese Abweichung liegt aber innerhalb der Meßgenauigkeit dieses Bereichs der Siedekennlinie und konnte deshalb durch die Messungen nicht erfaßt werden.

Die maximale Wärmestromdichte und die zugehörige Temperaturdifferenz ΔT nehmen mit steigender Massenstromdichte zu. Bei p = 15bar werden sogar von $\dot{m}_K = 3600 kg/m^2s$ ab höhere maximale Wärmestromdichten bei niedrigeren Temperaturdifferenzen erreicht als bei freier Strömung. Mit zunehmender Massenstromdichte verringert sich die Grenzschichtdicke. Dadurch werden die an der beheizten Wand entstehenden Dampfblasen früher abgeschert, die Blasenfrequenz steigt an und der Wärmeübergang verbessert sich merklich. Aus Abb. 9 und 10 ist auch deutlich der Einfluß des Übergangsbereiches auf die maximale Wärmestromdichte zu erkennen. Die bei niedrigen Massenstromdichten stark durchhängenden Kurven-

---

Auch nach Collier [15] nimmt die maximale Wärmestromdichte für kleine Dampfgehalte mit steigender Massenstromdichte zu, (siehe Anhang).

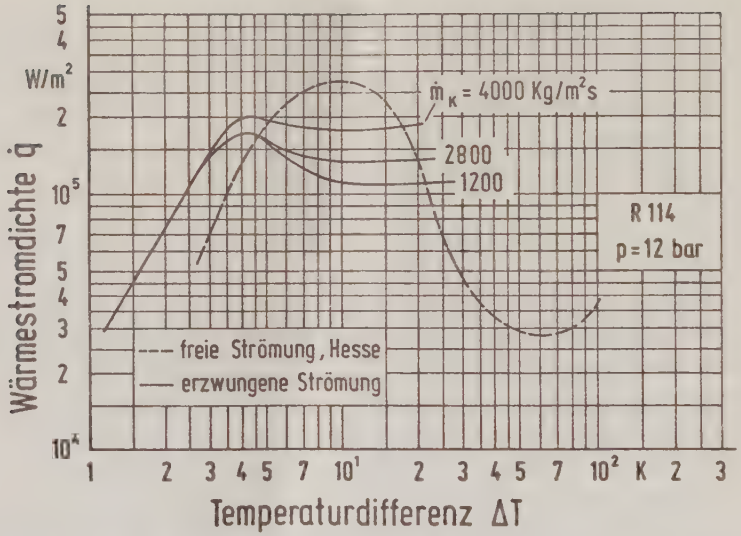


Abb. 9: Siedekennlinien in Abhängigkeit von der Massenstromdichte und Vergleich zwischen freier und erzwungener Strömung bei 12 bar

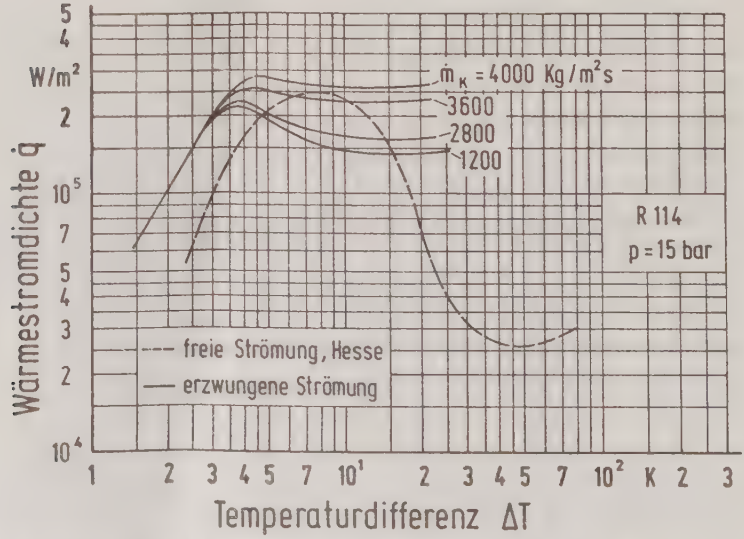


Abb. 10: Siedekennlinien in Abhängigkeit von Massenstromdichte und Vergleich zwischen freier und erzwungener Strömung bei 15 bar

abschnitte für den Übergangsbereich nähern sich mit steigender Massenstromdichte und steigender maximalen Wärmestromdichte einer Horizontalen. Der mit zunehmender Massenstromdichte besser werdende Wärmeübergang im Übergangsbereich, ist auf den soeben beschriebenen Einfluß der Massenstromdichte beim Blasensieden und auf die infolge der zunehmenden Geschwindigkeit verminderte Ausbildung größerer Dampfnester an der beheizten Wand zurückzuführen.

6.5. Temperaturunterschiede über die Länge des Rohres

Zur Ermittlung der für die Siedekennlinie maßgebende Temperaturdifferenz zwischen Rohrwand und siedender Flüssigkeit wurde das arithmetische Mittel der örtlichen Temperaturdifferenzen längs der Verdampferrohrwand herangezogen. Die jeweiligen örtlichen Siedezustände konnten qualitativ nicht erfaßt werden, da die übertragene Wärmestromdichte auf die gesamte Rohrfläche bezogen ist.
Die über die Länge des Verdampferrohres gemessenen Temperaturen ergeben aber qualitative Aufschlüsse über die jeweiligen örtlichen Siedezustände. Bei erzwungener Strömung sind die Geschwindigkeit v, die Strömungsform, der Strömungsdampfgehalt x^*, die Siedetemperatur T_{Ksied}, und der Siededruck p_{Ksied} über die Rohrlänge nicht konstant und nur für den Eingang und den Ausgang des Verdampfers bekannt. Durch diese unterschiedlichen Betriebszustände im Verdampfer ergeben sich örtlich unterschiedliche Wärmestromdichten, die im einzelnen meßtechnisch nicht erfaßt werden können. Eine Interpretation der Wärmestromdichte für die örtlichen Betriebszustände ist zunächst allein durch die zusätzliche Kenntnis der örtlichen Temperaturdifferenz nicht möglich. Durch einen Vergleich der örtlichen Temperaturdifferenzen bei unterschiedlichen Wärmestromdichten ist es jedoch möglich, qualitative Rückschlüsse auf die örtlichen Wärmestromdichten zu ziehen.
Bei der in Abb.11 dargestellten Siedekennlinie ist die übertragene Wärmestromdichte auf die über die Rohrlänge

arithmetisch gemittelte Temperaturdifferenz bezogen. Die in Abb.12 eingetragenen Kurven geben die Abhängigkeit der örtlichen Temperaturdifferenz von der Rohrlänge für die in Abb.11 gekennzeichneten Betriebszustände wieder.

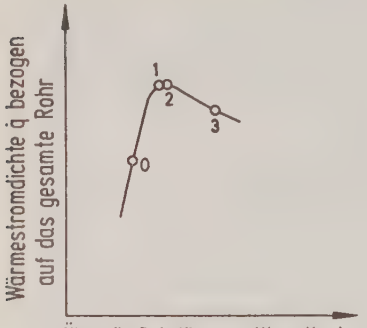


Abb.11: Siedekennlinie

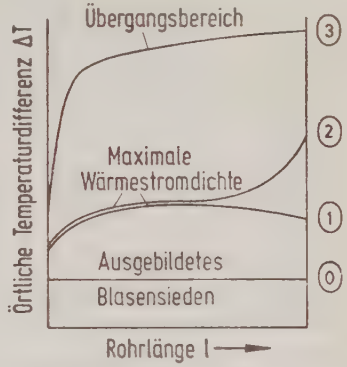


Abb12: Abhängigkeit der örtlichen Temperaturdifferenz von der Rohrlänge

⓪ Ausgehend vom unteren Bereich der ausgebildeten Blasenverdampfung kann die Temperatur längs des Rohres zunächst als konstant angesehen werden.

① Beim Erreichen der maximalen Wärmestromdichte wölbt sich die Kurve etwa bis zur Rohrmitte und fällt dann zum Rohrende wieder leicht ab.

② Durch geringfügige Erhöhung der mittleren Rohrwandtemperatur ergibt sich im Bereich der maximalen Wärmestromdichte ein weiterer Betriebspunkt 2. Hierbei hat die örtliche Temperaturdifferenz vom Verdampfereingang bis zur Verdampfermitte den gleichen Verlauf wie Kurve ①. Anschließend steigt die örtliche Temperaturdifferenz in Richtung Verdampferausgang jedoch stark an. Durch diesen großen Anstieg bei der Kurve ② gegenüber der Kurve ① ergibt sich, daß beim Betriebzustand 1 die örtliche maximale Wärmestromdichte am Verdampferausgang auftritt und bestätigt damit die Vermutung von Bell[58] und De Bortoli[59].

6.6. Dampfgehalt

Der Dampfgehalt für die einzelnen Meßwerte ist im Anhang tabelliert.

Hält man den Siededruck p und die Massenstromdichte $\dot{m}_K$ konstant, so nimmt der Dampfgehalt am Austritt des Verdampfers mit steigender Wärmestromdichte zu. Für größere Massenstromdichten erhält man niedrigere Dampfgehalte. Diese Abhängigkeiten lassen sich auch leicht aus Gleichung (16) ablesen. Wichtig ist jedoch die Tatsache, daß die maximalen Dampfgehalte jeweils bei den zugehörigen maximalen Wärmestromdichten auftreten. Das muß grundsätzlich nicht so sein, da der Dampfgehalt nicht nur von der jeweiligen Wärmestromdichte, sondern auch vom Druckverlust zwischen Eingang und Austritt des Verdampfers abhängt.

Dampfgehalte über $x^* = 0{,}1$ traten nur bei den Versuchen mit p = 12bar, $m_K = 1200 kg/m^2 s$, $x^*_{max} = 0{,}136$ und p = 15bar, $m_K = 1200 kg/m^2 s$, $x^*_{max} = 0{,}187$ auf. In allen anderen Fällen waren die Dampfgehalte kleiner.

6.7. Fehlerbetrachtung

Der mit Gleichung (17) berechnete mittlere quadratische Fehler $\frac{\Delta\overline{\alpha}}{\alpha}$ liegt für die einzelnen Bereiche der Siedekennlinien in folgenden Grenzen:

	$\frac{\Delta\overline{\alpha}}{\alpha}$ %
1. Unterer Bereich der ausgebildeten Blasenverdampfung	~ 20
2. Mittlerer Bereich der ausgebildeten Blasenverdampfung	9÷14
3. Bereich der maximalen Wärmestromdichte	5÷ 7
4. Übergangsbereich zur Filmverdampfung	4÷ 7

Mit steigendem Druck nimmt der Fehler in allen Bereichen aufgrund der niedrigeren Temperaturdifferenzen ΔT geringfügig zu. Bei steigender Massenstromdichte bleibt der Fehler im unteren und mittleren Bereich der ausgebildeten Blasenverdampfung konstant. Im Bereich der maximalen Wärmestromdichte und im Übergangsbereich nimmt der Fehler infolge der größeren Temperaturdifferenz ΔT geringfügig ab.

6.8. Wiedergabe der Meßergebnisse durch Gleichungen

Eine geschlossene theoretische Beziehung, die den vollständigen Verlauf der Siedekennlinie beschreibt, ist bisher nicht bekannt. Die z.Zt. vorliegenden Gleichungen gelten jeweils nur für einen bestimmten Bereich der Siedekennlinie und dort auch nur für bestimmte Stoffgruppen; sie müssen zur Beschreibung des Wärmeübergangs bei erzwungener Strömung noch mit einem Korrekturfaktor versehen werden.

6.8.1. Ausgebildetes Blasensieden

Zum Vergleich mit den eigenen Meßergebnissen wurden die Gleichungen von Stephan [25] in Verbindung mit dem Korrekturglied von Haffner [26] für höhere Drücke, Labunzow [27], Nishikawa und Yamagata [28], Müller [29] und Hirschberg[30] verwendet und jeweils mit dem Korrekturfaktor für erzwungene Strömung von Chawla [18] versehen.

Die Gleichung von Stephan in Verbindung mit dem Korrekturglied von Haffner für höhere Drücke und dem Korrekturfaktor für erzwungene Strömung von Chawla liefert um 30 bis 50 % zu kleine Wärmeübergangskoeffizienten. Die Abweichungen nehmen mit steigendem Druck zu. Die eigenen Meßergebnisse lassen sich durch diese Kombination mit der Gleichung von Stephan am besten vorausberechnen.

Die Gleichung von Labunzow, Nishikawa und Müller in Verbindung mit dem Korrekturtherm von Chawla ergeben ähnlich große Abweichungen bei 6bar, bei höheren Drücken werden die Abweichungen aber größer.

Geht man von der empirischen Gleichung von Hirschberg aus,

$$\alpha = B_2 \cdot \dot{q}^{2/3} \qquad (23)$$

$$B_2 = C \left[\frac{h \cdot \varrho_D \lambda_l \cdot c_l}{T} \cdot \left(\frac{\varrho_l}{g}\right)^{1/2} \right]^{1/3} \left[\sigma \left(1 - \frac{\varrho_D}{\varrho_l} \right) \right]^{-1/2}$$

$$C = 1{,}85 \cdot 10^{-3} \quad , \quad C^* = 3{,}7 \cdot 10^{-3}$$

und ersetzt die Konstante C durch C^*, so ergeben sich in Verbindung mit dem Korrekturtherm von Chawla nach Gleichung (18) für den gesamten vermessenen Druckbereich Abweichungen des Wärmeübergangskoeffizienten in Bezug auf $\dot{q}$ von maximal $\pm$ 18%, siehe Abb. 13.

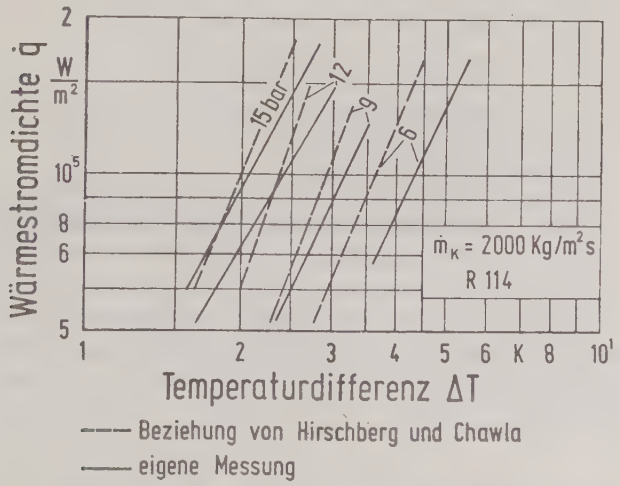


Abb. 13: Gegenüberstellung der gemessenen Werte zu den mit der Beziehung von Hirschberg und Chawla berechneten

Da der Fehler gegenüber den Messungen im gesamten vermessenen Druckbereich in etwa gleich ist, ist die empirische Beziehung von Hirschberg mit C^* und dem Korrekturtherm von Chawla versehen, gut geeignet, die eigenen Messungen wiederzugeben.

Multipliziert man die von Hesse bei freier Strömung gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten mit dem Korrekturglied für erzwungene Strömung von Chawla, so erhält man gegenüber den eigenen Messungen, wobei p = 6bar ausgenommen sein soll, um maximal 5% zu große Wärmeübergangskoeffizienten, siehe Abb. 14.

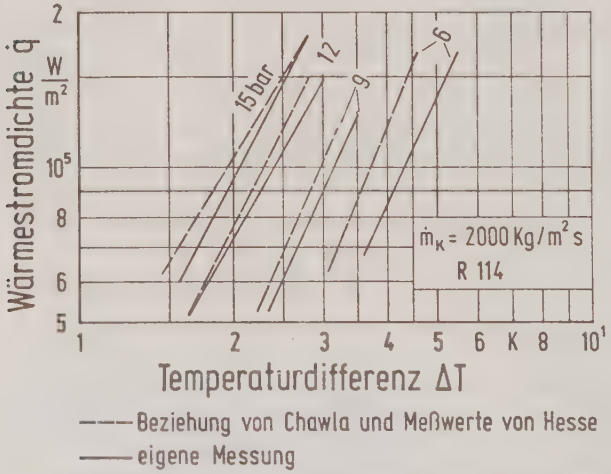


Abb.14: Gegenüberstellung der eigenen Meßwerte zu den mit dem Korrekturglied von Chawla multipliz. Werte von Hesse

Mit Hilfe der gemessenen Werte für den Wärmeübergang bei freier Strömung und dem Korrekturfaktor von Chawla für erzwungene Strömung werden die eigenen Messungen am besten wiedergegeben.

6.8.2. Maximale Wärmestromdichte

Zur Beschreibung der maximalen Wärmestromdichte bei erzwungener Strömung unterscheidet Collier [15] die theoretische, die empirische und die statistische Methode.

Die bekannten theoretischen Ansätze, wie die von Griffith [31] oder Levy [32], der die Theorie von Zuber [33,34] um ein Ergänzungsglied für erzwungene Strömung erweiterte, beschreiben die gemessene Abhängigkeit der maximalen Wärmestromdichte vom kritischen Druckverhältnis schon qualitativ nicht, da in den Ansätzen kein Zwischenmaximum und kein Zwischenminimum vorgesehen sind.

Da die in der Fachliteratur vorhandenen empirischen Gleichungen in allen Fällen für eine bestimmte Verdampfergeometrie und stoffspezifisch für begrenzte Bereiche bezüglich Druck und Massenstromdichte aufgestellt wurden, konnte keine Gleichung ermittelt werden, die auch nur annähernd den gemessenen Sachverhalt wiedergibt.

Die statistische Methode basiert auf einer statistischen Auswertung zahlreicher Meßdaten. Diese Methode kann aber ebenfalls nur stoffspezifisch für bestimmte Geltungsbereiche und für bestimmte Verdampfergeometrien angewendet werden. Für den Versuchsstoff Kältemittel R114 fand sich keine Beziehung, da bisher zu wenig Meßwerte existieren, um daraus verläßliche Gleichungen aufstellen zu können.

Für die Beschreibung der gemessenen Übergangsbereiche vom ausgebildeten Blasensieden zur Filmverdampfung ist dem Autor keine geeignete Gleichung bekannt.

7. Zusammenfassung

Es wurde unter Einhaltung der Stabilitätsbedingungen von Stephan eine Versuchsanlage erstellt, mit der es erstmals möglich war, bei erzwungener Strömung den Wärmeübergang beim ausgebildeten Blasensieden, im Bereich der maximalen Wärmestromdichte und im Übergangsbereich in geschlossener Form zu erfassen.

Die vorliegenden Untersuchungen mit dem Kältemittel R114 wurden an der Innenwand D_i = 14mm eines 310mm langen glatten horizontalen Nickelrohres bei kleinen Dampfgehalten und großen Massenstromdichten vorgenommen.

Für die ausgebildete Blasenverdampfung bestätigt sich, daß die Massenstromdichte (Geschwindigkeit) und der Strömungsdampfgehalt bei der erzwungenen Strömung die wesentlichen zusätzlichen Einflußgrößen gegenüber der freien Strömung sind.

Die maximale Wärmestromdichte tritt bei erzwungener Strömung im allgemeinen weniger ausgeprägt und bei niedrigeren Temperaturdifferenzen auf, als bei freier Strömung. Die gemessene Abhängigkeit der maximalen Wärmestromdichte vom normierten Druck p/p_K, bei der ein Zwischenmaximum und ein Zwischenminimum auftritt, konnte weder qualitativ noch quantitativ durch die bekannten Gleichungen von Griffith oder Levy wiedergegeben werden, da deren theoretische Ansätze einen solchen Kurvenverlauf nicht vorsehen. Die Theorie von Collier, nach der bei kleinem Dampfgehalt x^* die maximale Wärmestromdichte mit steigender Massenstromdichte zunimmt, wurde dagegen durch die eigenen Messungen bestätigt.

Für den Übergangsbereich ergeben sich flachere Kurven als bei der Verdampfung bei freier Strömung. Die Wärmestromdichte nimmt mit steigendem normierten Druck zunächst zu,

erreicht ein Zwischenmaximum, fällt dann bis zu einem Zwischenminimum ab und nimmt anschließend wieder zu. Mit steigender Massenstromdichte ergeben sich im Übergangsbereich auch größere Werte für die Wärmestromdichte.

Von besonderem technischen Interesse dürfte die Tatsache sein, daß nun auch der praktische Nachweis erbracht wurde, daß es möglich ist Verdampfer zu bauen, die auch bei erzwungener Strömung in allen Bereichen der Siedekennlinie stabil arbeiten. Da die Siedekennlinien bei erzwungener Strömung im Übergangsbereich sehr viel flacher verlaufen als bei freier Strömung, fallen erheblich niedrigere Anlage- und Betriebskosten für die Stabilisierung an. Besonders günstige Verhältnisse ergeben sich bei der Verdampfung von R114 für die Massenstromdichte m_K = 4000kg/m^{2}s bei einem Siededruck p = 15bar. Bei dieser Kombination ist die Steigung der Siedekennlinie im Bereich der maximalen Wärmestromdichte und im Übergangsbereich fast Null. Man erhält für diesen Fall auch dann stabile Betriebszustände, wenn man eine Heizfläche mit einem sehr großen, aber endlichen Widerstand verwendet.

Literaturverzeichnis

[1] Stephan, K.:
Stabilität beim Sieden. Brennstof-Wärme-Kraft 17 (1965) 571/578

[2] Stephan, K.:
Übertragung hoher Wärmestromdichten an siedende Flüssigkeiten. Chemie-Ing.-Technik 38 (1966) 112/117

[3] Nukiyama, S.:
Maximum and Minimum Values of Heat Transmitted From Metal to Boiling Water Under Atmospheric Pressure.
J. Jap. Sec. Mech. Engnrs. 37 (1934) 53/54 u. 367/374

[4] Bankoff, S.G.:
A Variable Density Single-Fluid Model for Two-Phase Flow With Particular Reference to Steam-Water-Flow.
J. Heat Transfer, 11 (1960) S. 265/272

[5] Lockhart, R.W. u. R.C. Martinelli:
Proposed Correlation of Data for Isothermal Two-Phase, Two-Component Flow in Pipes.
Chemical Engineering Progress 45 (1949) ; S.39/48

[6] Chawla, J.M.:
Wärmeübertragung und Druckabfall in waagerechten Rohren bei der Strömung von verdampfenden Kältemitteln.
VDI Forschungsheft 523, VDI Verlag, 1967

[7] Chawla, J.M.:
Reibungsdruckabfall bei der Strömung von Flüssigkeits-Gas-Gemischen im waagerechte Rohr.
Chem.-Ing.-Techn. 44 (1972) 1+2,S.58-63

[8] Chawla, J.M.:
Reibungsdruckabfall bei der Strömung von Flüssigkeits-Gas-Gemischen in waagerechten Rohren.
Forschungsgebiete Ingenieurwesen 34 (1968) H2, S.47/54

[9] Bandel, J.:
Druckverlust und Wärmeübergang bei der Verdampfung siedender Kältemittel im durchströmten waagerechten Rohr.
Dissertation, Karlsruhe, 1973

[10] Grassmann, P., H. Ziegler:
Zur Stabilität von Strömungen in geschlossenen Kreisen.
Chemie-Ing.Technik 41 (1969) 908/915

[11] Hesse, G.:
Wärmeübergang bei Blasenverdampfung, bei maximaler Wärmestromdichte und im Übergangsbereich zur Filmverdampfung.
Dissertation, Berlin, 1972

[12] Stephan, K.:
Beitrag zur Thermodynamik des Wärmeübergangs beim Sieden. Abhandl. d. Deutsch. Kältetechn. Vereins Nr.18 Verlag C.F. Müller, Karlsruhe (1964)

[13] Jakob, M., W. Linke:
Der Wärmeübergang beim Verdampfen von Flüssigkeiten an senkrechten und waagerechten Flächen.
Physikalische Zeitschrift 8 (1935) 267/280

[14] Gorenflo, D.:
Zum Wärmeübergang bei Blasenverdampfung an Rippenrohren.
Diss. Technische Hochschule Karlsruhe (1966)

[15] Collier, J.G.:
The Problem of Burnout in Liquid Cooled Nuclear Reactors
AERE-R 3698 (1961)

[16] Astruc, J.M. u.a.:
Pool Boiling Heat Transfer in Liquid Neon
Adv. in Cryogenic Engng. 12 (1967) 187/394

[17] Stralen, S.J.D. van:
The Mechanism of Nucleate Boiling in Pure Liquids and in Binary Mixtures - Part III. Int. J.
Heat Mass Transfer 10 (1967) 1469/1434

[18] Chawla, J.M.:
Wärmeübergang in durchströmten Verdampferrohren
VDI-Wärmeatlas 2. Auflage 1974/Hb1

[19] Advances in Chemical Engineering
Boiling of Liquid
Vol. I und II (1958)

[20] Kornbichler, H. und N. Kretzinger:
Der Wärmeübergang beim Sieden
Aeg-Mitt. 48 (1958) 1, 30-37

[21] Mc Adams, W.:
Heat Transmission
3. Aufl. Mc Graw Hill, New York (1954) S.368

[22] Cichelli, M.T. und C.F. Bonilla:
Heat Transfer to Liquids Boiling under Pressure.
AICHE. Trans. 41 (1945) 755-787

[23] Pexton, A.F.:
Burnout Heat Flux for Steam-Water Mixtures in Uniformly Heated Channels.
DEG Report 203 (R) (1961)

[24] Kutateladze, S.S.:
Heat Transfer in Condensation and Boiling.
AEC-tr-3770

[25] Stephan, K.:
Wärmeübergang beim Blasensieden
VDI-Wärmeatlas 2. Aufl. 1974 / Ha1

[26] Haffner, H.:
Wärmeübergang an Kältemitteln Bei Blasenverdampfung, Filmverdampfung und ünerkritischem Zustand des Fluids.
Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft
BMBW-FB K70-24, 1970

[27] Labunzov, D.A.:
Teploenergetica 7 (1960) 76/81

[28] Nishikawa, K., K. Yamagata:
On the Correlation of Nucleate Boiling Heat Transfer.
Int.J.Heat Masstransfer 1 (1960) 219/235

[29] Müller, F.:
Wärmeübergang bei der Verdampfung unter hohen Drücken.
VDI-Forschungsheft Nr.522, VDI Verlag, Düsseldorf(1967)

[30] Hirschberg, H.G.:
Zur Berechnung von Röhrenkesselverdampfern
Kältetechnik-Klimarisierung 18 (1966) 155/160

[31] Griffith, P.:
The Correlation of Nucleate Boiling Burnout Data.
ASME 57-HT-21 (1957)

[32] Levy, S.:
Prediction of Two-Phase Pressure Drop and Density Distribution from Mixing Length Theory.
ASME 62-HT-6 (1962)

[33] Zuber, N.:
On the Stability of Boiling Heat Transfer.
Trans. ASME 80 (1958) 711/720

[34] Zuber, N., Tribus, M. und J.W. Westwater:
The Hydronamic Crisis in Pool Boiling of Saturated and Subcooled Liquids.
Int. Developments in Heat Transfer, Part II, ASME (1961) 230/236

[35] Fritz, W.:
Grundlagen der Wärmeübertragung beim Verdampfen von Flüssigkeiten.
Chem.-Ing.-Technik 35 (1963) 11, 753-763

[36] Holt, V.E.:
An Experimental Investigation of High-Flux Free Convection Heat Transfer to Water up to Near-Critical Conditions
ANL-6400 (1961)

[37] Kazakova, E.A.:
Maximum Heat Transfer to Boiling Water at High Pressure
Izv. Akad. Nauk. SSSR9 (1950) 1377-1387
(The Engineers' Digest 12 (1951) 3, 81-85)

[38] Gunther, E.C. und F. Kreith:
Photographic Study of Bubble Formation in Heat Transfer to Subcooled Liquids.
Heat Transfer and Fluid.
Mech. Inst. Berkeley, Calif. S.113 (1949)

[39] Chawla, J.M.:
Wärmeübergang und Druckabfall in waagerechten Rohren bei der Strömung von verdampfenden Kältemitteln.
VDI Forschungsheft 523, VDI Verlag, 1967

[40] Chen, I.C.:
A Correlation for Boiling Heat Transfer to Saturated Fluids in Convective Flow.
ASME Paper 63-HU-34, Heat Transfer Conference, Boston, Mass. (1963)

[41] Schrock, V.E. und L.M. Großmann:
Forced Convection Boiling in Tubes.
Nuclear Science and Engineering (1962), 12 S.474-481

[42] Hodossy, L.:
Momentum, Heat and Mass Transfer in Two-Phase-Flow.
Int.Chem.Ing. 8 (1968) 3, S.427-438

[43] Davis, E.I. und M.M. David:
Two-Phase Gas-Liquid Convection Heat Transfer
Ind. and Eng. Chem. Fundamental 3 (1964)2, S.111-118

[44] Pujol, L.:
Boiling Heat Transfer in Vertical Upflow and Downflow Tubes.
Lehigh University, Ph.D. 1968, Engineering, Mechanical, Ann Arbor, Michigan

[45] König, A.:
Der Einfluß der thermischen Heizwandeigenschaften auf den Wärmeübergang bei Blasenverdampfung.
Dissertation, TU Berlin, 1973

[46] Pridgeon, L.A., Badger, W.L.:
Ind. Engng. Chem. 16,5 (1924) 474/437

[47] Danilowa, G.N., W.K. Belskij:
Untersuchung der Wärmeabgabe beim Sieden von Freon 113 und 12 an Rohren mit verschiedener Rauhigkeit.
Cholodinaja Technika (1965) 4, 24/28

[48] Kutateladze, S.S.:
A Hydrodynamic Theory of Changes in the Boiling Process Under Free Convection Conditions.
Izv. Akad. Nauk. USSR Otd. Tekh. Nauk, (1951) 529

[49] Fink, D.:
Einfluß der Geometrie und der Materialeigenschaften der Heizfläche auf die Siedekrisis bei freier Konvektion.
BMWF-FB K68-05 (1963)

[50] Ivey, H.J., D.J. Morris:
The Effect of Test Section Parameters on Saturation Pool Boiling Burnout at Atmospheric Pressure.
Chem. Eng. Progr. Symp. Ser. No.60 (1965) 61, 157/166

[51] Frea, W.J.:
Mechanism for Increasing the Peak Heat Flux in Boiling Saturated Water at Atmospheric Pressure.
Thesis, University of Washington (1963)

[52] Nishikawa, K., S. Hasegawa, H. Honda:
Studies on Boiling Characteristic Curve.
Memories of the Faculty of Engineering
Kyushu Univ. Vol. XXVII (1967) 133/154, Fukuoka, Japan

[53] Hufschmidt, W., E. Burck, W. Riebold:
Die Bestimmung örtlicher und mittlerer Wärmeübergangszahlen in Rohren bei hohen Wärmestromdichten
Int. J. Heat Mass Transfer 9(1966) 539/565

[54] Veres, D.R., L.W. Florschuetz:
A Comparison of Transient and Stady-State Pool Boiling Data Obtained Using the Same Heating Surface.
Journal of Heat Transfer, Transaction of the ASME 93(1971) 229/232

[55] Collier, J.G.:
Burnout in Liquid Cooled Reactors-1
Nuclear Power NJune 1961) 6, 61-66

[56] Baker, O.:
Simultaneous Flow of Oil and Gas.
The Oil and Gas Journal 53 (1954) 185-195

[57] Goldmann, K., Firstenberg, H. und C. Lombardi:
Burnout in Turbulent Flow - A Droplet Diffusion Model.
ASME 60-HT-34 (1960)

[58] Bell, D.W.:
Correlation of Burnout Heat Flux Data at 2000psia.
Nucl. Sci. Engn. 7(1960) 245-251

[59] De Bortoli, R.A.:
Forced-Convection Heat Transfer
Burnout Studies of Water in Rectangular Channels and Round Tubes at Pressure above 500psia.
WAPD - 188 (1958)

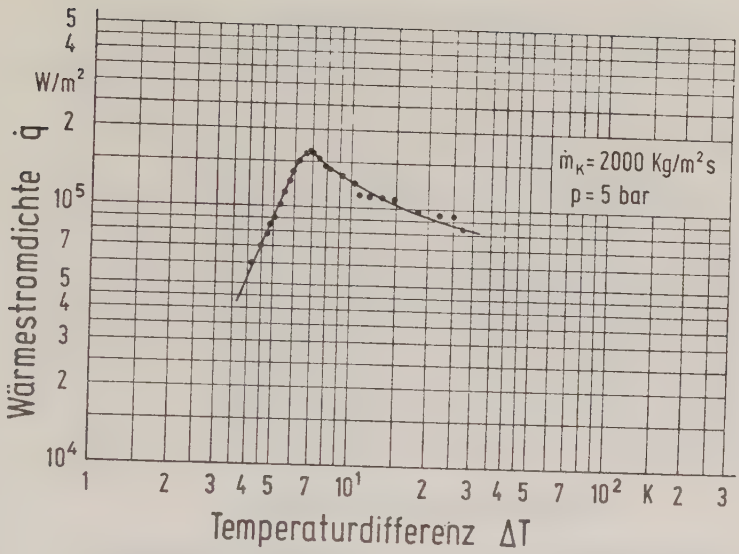


Abb. 15: Siedekennlinie für R 114

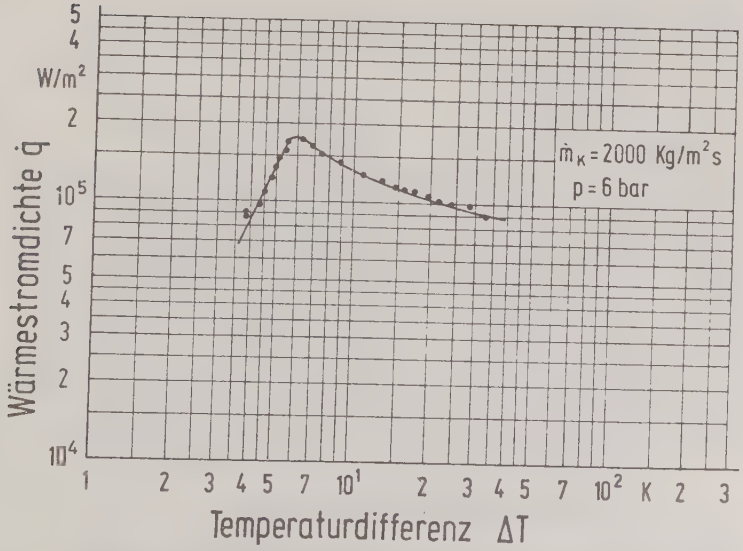


Abb. 16: Siedekennlinie für R 114

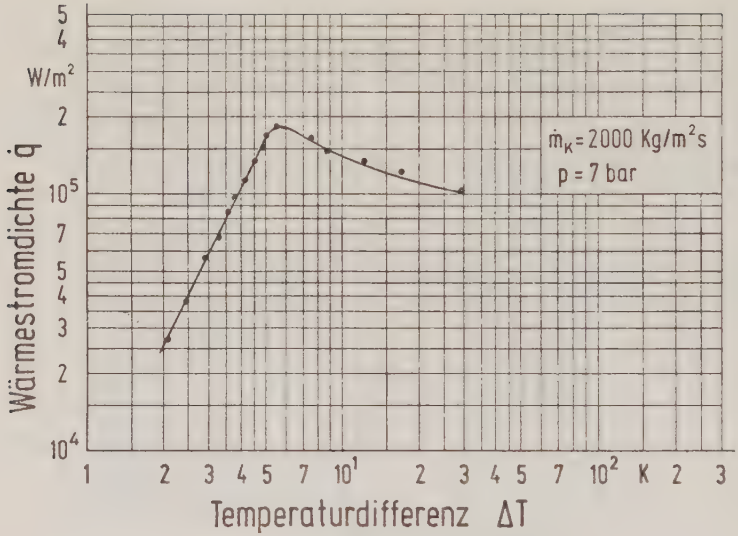


Abb. 17: Siedekennlinie für R 114

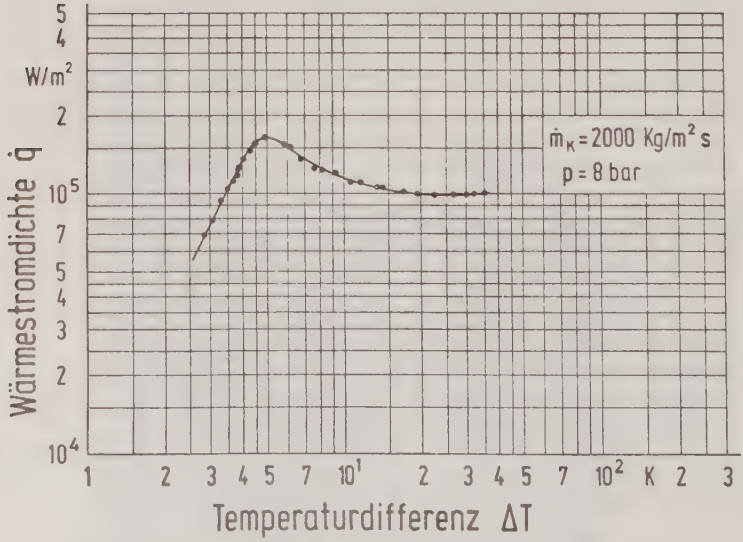


Abb. 18: Siedekennlinie für R 114

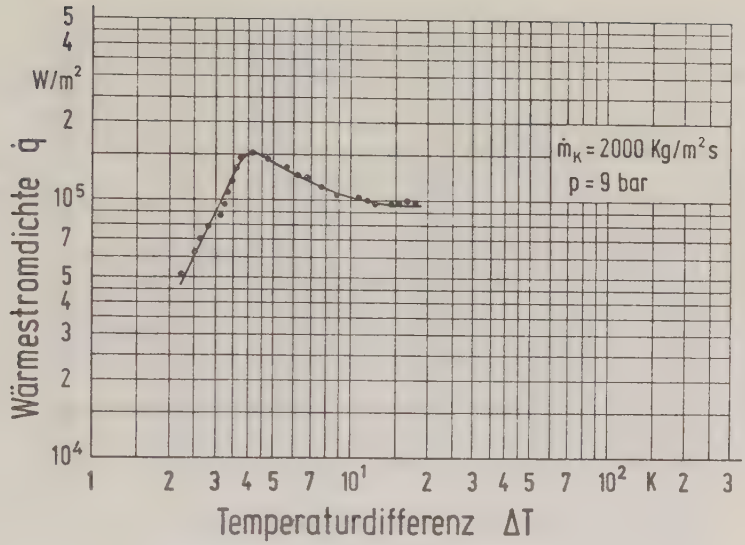


Abb. 19 : Siedekennlinie für R114

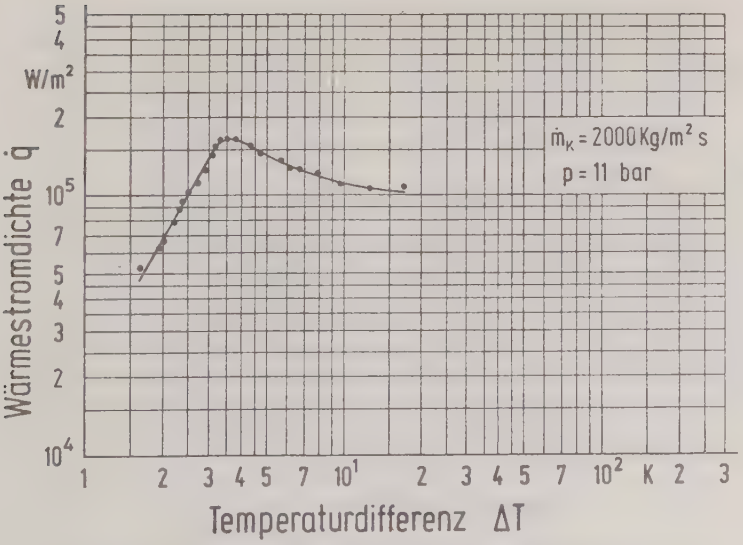


Abb. 20 : Siedekennlinie für R114

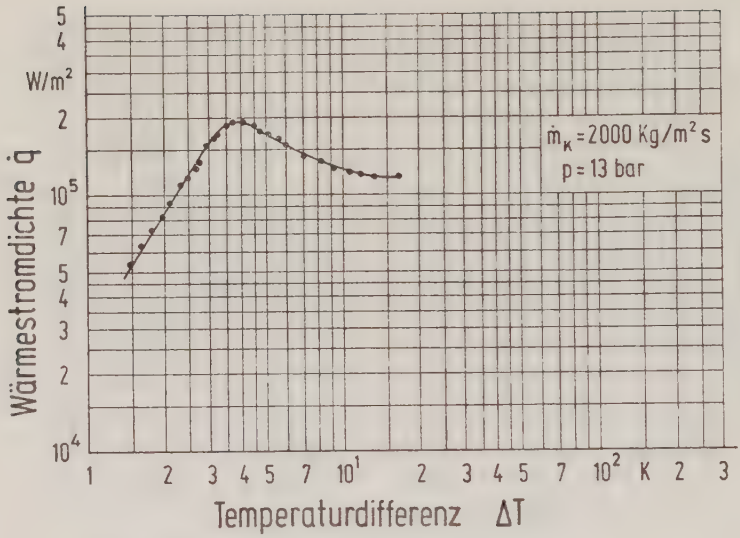


Abb. 21: Siedekennlinie für R 114

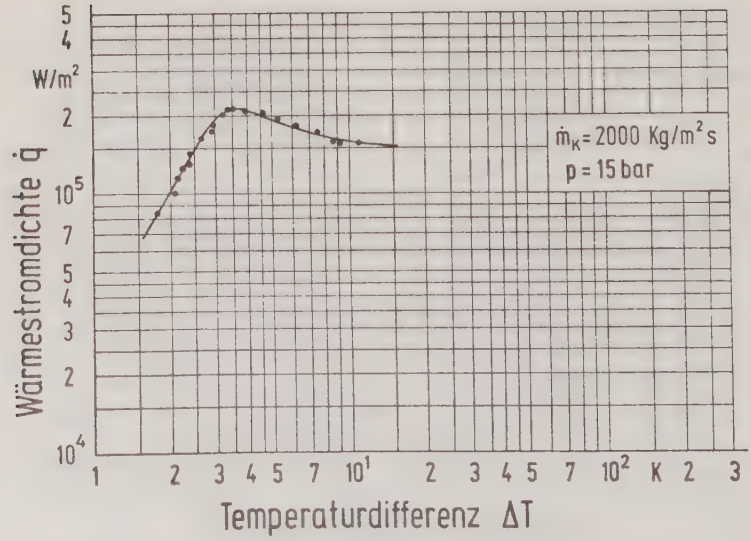


Abb. 22: Siedekennlinie für R 114

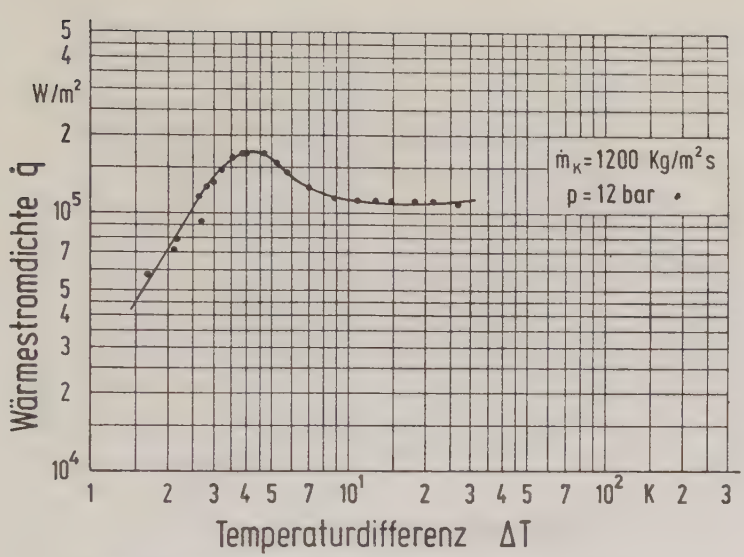


Abb. 23: Siedekennlinie für R114

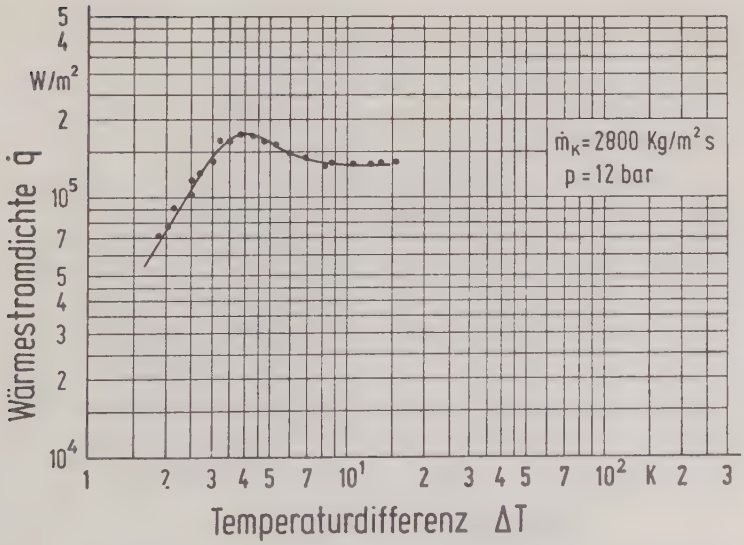


Abb. 24: Siedekennlinie für R 114

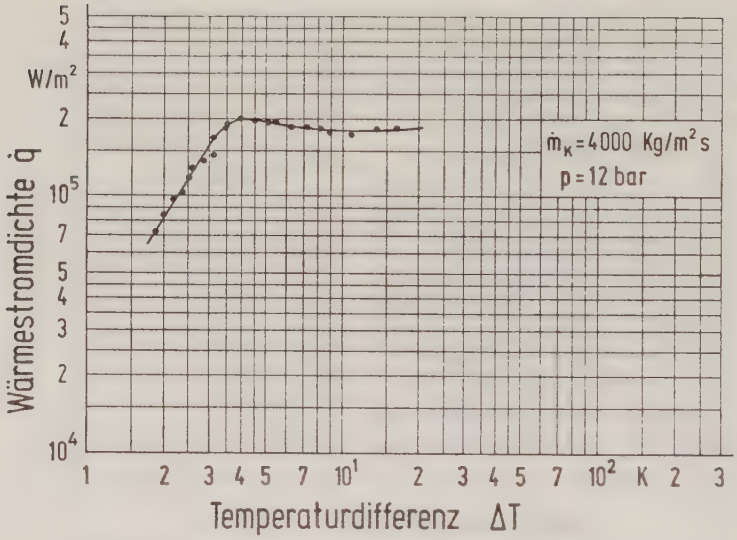


Abb. 25: Siedekennlinie für R 114

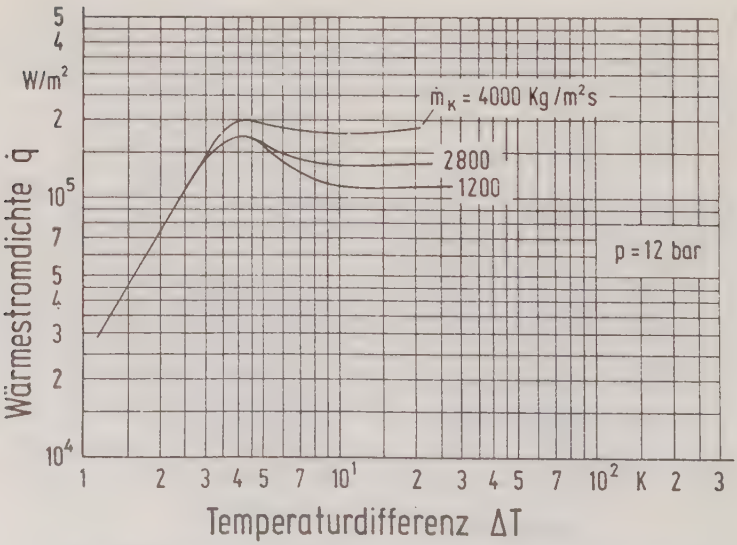


Abb. 26: Siedekennlinien für unterschiedliche Massenstromdichten

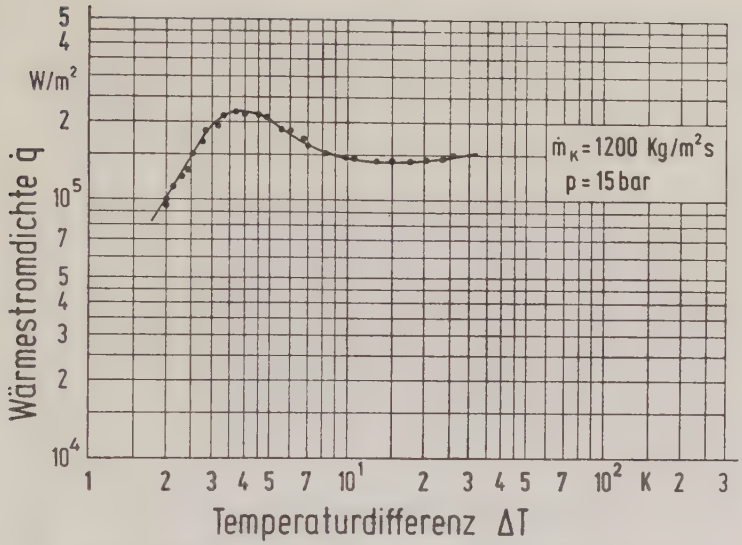


Abb. 27: Siedekennlinie für R 114

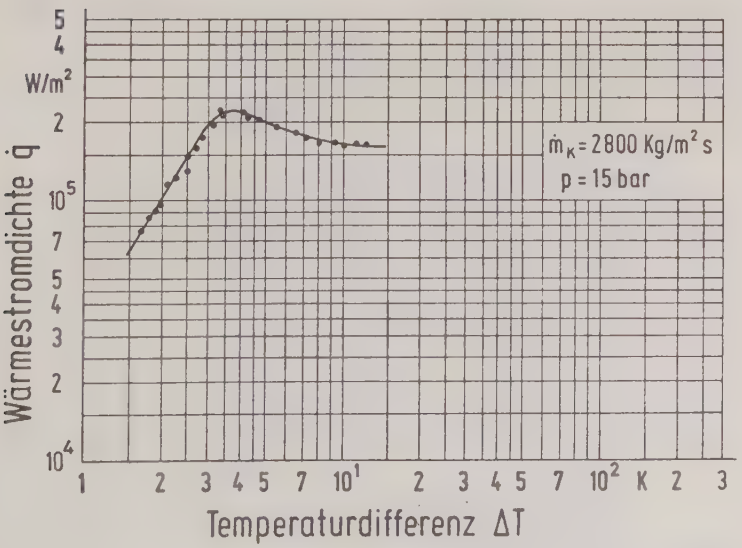


Abb. 28: Siedekennlinie für R 114

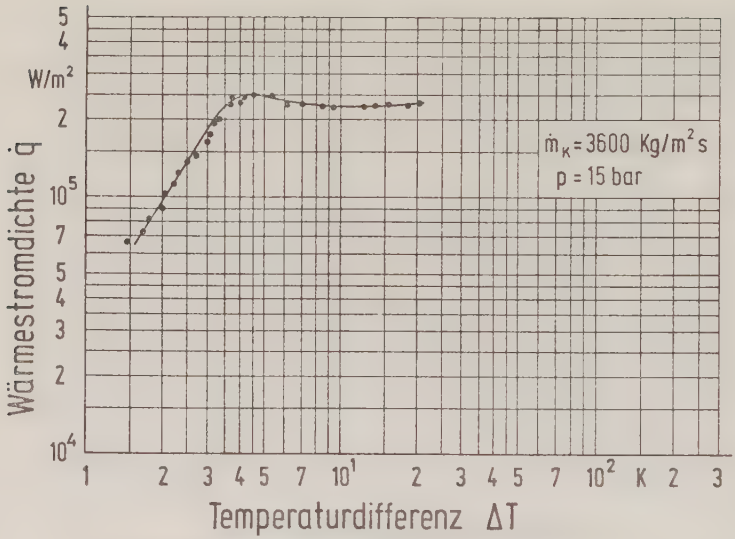


Abb. 29 : Siedekennlinie für R 114

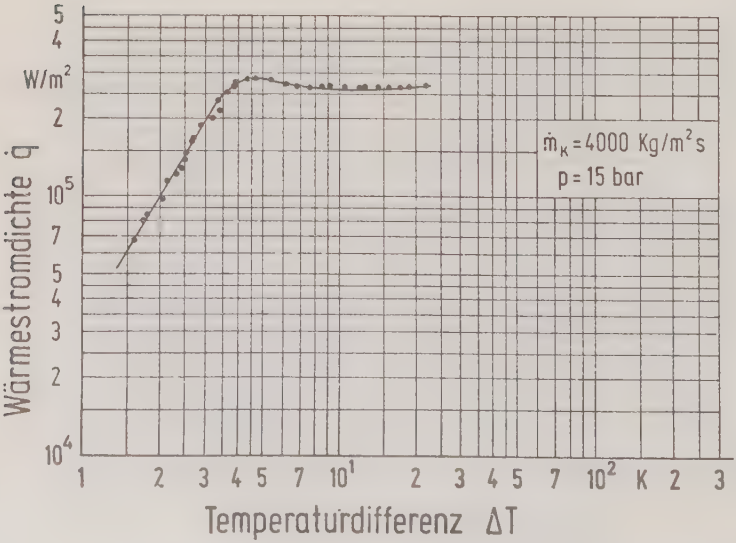


Abb. 30 : Siedekennlinie für R 114

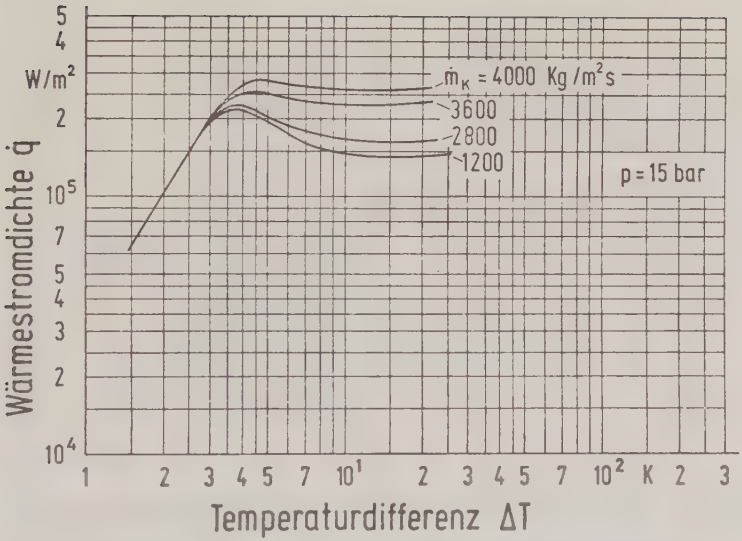


Abb. 31: Gegenüberstellung der Siedekennlinien bei 15 bar für unterschiedliche Massenstromdichten

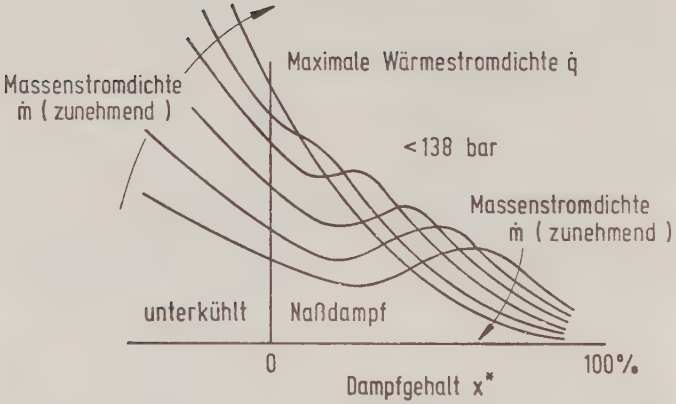


Abb. 32 : Verlauf der maximalen Wärmestromdichte in Abhängigkeit vom Dampfgehalt für Wasser nach Collier

Tabelle 3: Stoffeigenschaften von Frigen R114

p bar	T K	ϱ' kg/m^3	ϱ'' kg/m^3	h' kJ/kg	h'' kJ/kg	λ_F W/mK	ν_F $10^3 \cdot m^2/h$	σ kg/h^2
5	327,2	1361	30,04	475,67	591,09	0,057	0,794	118 200
6	334,6	1334	42,97	483,58	595,48	0,055	0,756	107 600
7	340,7	1311	50,59	490,77	599,29	0,053	0,735	99 200
8	346,3	1288	57,95	497,22	602,64	0,051	0,717	89 800
9	351,8	1266	65,45	503,12	603,61	0,050	0,702	82 300
11	360,7	1227	81,36	513,90	610,68	0,049	0,677	68 300
12	365,1	1208	89,59	518,64	612,89	0,048	0,666	63 500
13	368,7	1189	97,99	523,41	615,30	0,047	0,664	57 200
15	376,1	1154	115,39	532,04	617,93	0,045	0,659	49 200

Lit.: Frigen-Information, Farbwerke Hoechst

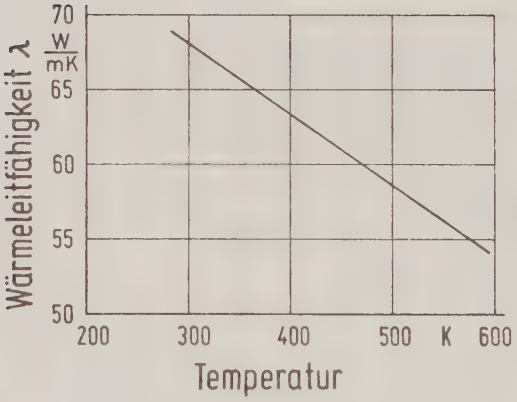


Abb.33: Wärmeleitfähigkeit für Ni 99,2 %
(Nickel-Informationsbüro Düsseldorf)

Tabelle 2:
Ergebnisse der Wärmeübergangsmessungen für Kältemittel R114.

	$\dot{q}$ W/m^2	ΔT K	α W/m^{2}K	$\Delta\bar{\alpha}/\alpha$ %	x^* -
5 bar	60000	4.13	14528	10.7	0.023
2000 kg/m^{2}s	70200	4.44	15811	9.7	0.028
	77800	4.74	16414	9.0	0.031
	85000	4.81	17672	8.4	0.033
	91800	5.02	18287	7.9	0.036
	101800	5.23	19465	7.3	0.040
	114300	5.47	20896	6.7	0.045
	127000	5.73	22164	6.2	0.050
	133900	5.81	23907	5.9	0.055
	151700	6.16	24627	5.5	0.060
	162200	6.62	24502	5.1	0.064
	165000	6.84	24123	5.0	0.065
	162200	7.00	23171	5.0	0.064
	155200	7.46	20804	5.1	0.061
	147400	7.82	18849	5.2	0.058
	141000	8.23	17132	5.3	0.056
	135400	9.12	14846	5.3	0.053
	125700	10.26	12251	5.5	0.050
	113000	10.79	10473	6.0	0.045
	112200	11.83	9484	7.0	0.044
	112200	13.09	8571	6.6	0.044
	110000	14.93	7368	6.0	0.044
	98000	18.17	5394	5.8	0.039
	92000	22.04	1474	6.9	0.036
	90500	24.92	3632	7.0	0.036
	84700	27.83	3043	7.3	0.033
6 bar	86800	3.85	22545	8.7	0.035
2000 kg/m^{2}s	89600	3.82	23455	8.5	0.036
	96500	4.32	22338	7.8	0.039
	109100	4.56	23925	7.2	0.045
	123400	4.80	25708	6.6	0.050
	136200	4.87	27967	6.2	0.056
	149800	5.07	29546	5.8	0.061
	159000	5.40	29444	5.5	0.065
	170200	5.47	31115	5.3	0.070
	173800	6.21	27987	5.0	0.071
	164400	6.86	23965	4.9	0.067
	153200	7.64	20052	5.0	0.063
	141500	8.88	15935	5.0	0.058
	129000	10.90	11835	5.2	0.053
	121200	12.99	9330	5.3	0.049
	116200	14.55	7986	5.5	0.048
	113500	15.89	7143	5.5	0.046
	111400	17.24	6462	5.7	0.046

Tabelle 2 (Fortsetzung):

	$\dot{q}$ W/m^2	ΔT K	α W/m^2K	$\Delta\tilde{\alpha}/\alpha$ %	x^* -
	107500	19.40	5541	5.8	0.044
	101800	21.75	4680	6.1	0.042
	99600	24.84	4010	6.2	0.041
	97000	28.50	3404	6.3	0.040
	89000	33.19	2682	6.6	0.036
7 bar	27200	2.05	13268	22.8	0.011
2000 kg/m^2s	38000	2.42	15702	17.0	0.016
	57000	2.91	19588	12.3	0.024
	68000	3.24	20988	10.6	0.029
	85000	3.56	23876	9.0	0.036
	96500	3.78	25529	8.2	0.041
	114000	4.16	27404	7.2	0.048
	135000	4.52	29867	6.4	0.057
	151000	4.85	31134	5.9	0.063
	170600	4.99	34188	5.6	0.072
	185000	5.48	33759	5.2	0.078
	166000	7.53	22045	4.8	0.070
	149000	8.61	17305	5.0	0.063
	136000	12.13	11212	5.0	0.057
	121000	17.05	7097	5.4	0.051
	104000	29.56	3518	6.0	0.043
8 bar	69700	2.87	24286	11.0	0.030
2000 kg/m^2s	78000	3.08	25325	10.1	0.034
	94700	3.33	28435	8.8	0.041
	104600	3.48	30057	8.3	0.045
	112200	3.68	30489	7.8	0.048
	118400	3.82	30995	7.2	0.051
	124900	3.81	32782	7.3	0.054
	126800	3.85	32935	7.2	0.055
	136300	4.04	33738	6.8	0.059
	147800	4.27	34614	6.4	0.063
	156800	4.47	35078	6.1	0.068
	166200	4.92	33780	5.7	0.072
	157200	5.82	27010	5.4	0.068
	150200	6.02	24950	5.4	0.065
	137300	6.72	20432	5.5	0.058
	126000	7.59	16601	5.7	0.054
	125300	8.18	15318	5.6	0.054
	121000	9.32	12983	5.6	0.052
	111200	10.62	10471	5.9	0.048
	113300	11.77	9626	5.8	0.049
	107200	13.27	8078	6.0	0.046
	106500	14.13	7537	6.0	0.046
	102200	17.11	5973	6.1	0.044

Tabelle 2 (Fortsetzung):

	$\dot{q}$ W/m^2	ΔT K	α W/m^{2}K	$\Delta\bar{\alpha}/\alpha$ %	x^* -
	100200	19.64	5102	6.3	0.043
	99800	22.71	4395	6.3	0.043
	99800	26.94	3705	6.2	0.043
	101000	30.03	3363	6.2	0.044
	101800	32.17	3164	6.1	0.044
	106800	35.97	2969	5.9	0.046
9 bar					
2000 kg/m^{2}s	51800	2.20	23545	14.8	0.023
	63400	2.47	25668	12.6	0.028
	70500	2.59	27220	11.7	0.031
	79000	2.80	28214	10.6	0.035
	87600	3.10	28258	9.6	0.038
	95500	3.21	29751	9.1	0.042
	108100	3.30	32758	8.5	0.048
	119500	3.42	34942	8.0	0.052
	133500	3.59	37187	7.1	0.059
	146000	3.73	39142	7.0	0.064
	150500	4.15	36265	6.5	0.066
	144000	4.76	30252	6.2	0.063
	134800	5.60	24071	6.4	0.059
	125800	6.17	20389	6.1	0.055
	122200	6.68	18293	6.1	0.054
	112200	7.60	14763	6.3	0.049
	105000	8.77	11973	6.5	0.046
	103000	10.72	9608	6.8	0.045
	100000	11.54	8666	6.5	0.044
	95600	12.35	7741	6.8	0.042
	95600	14.29	6690	6.7	0.042
	96500	15.29	6311	6.7	0.042
	100000	16.71	5984	6.4	0.044
	97900	17.91	5466	6.5	0.043
11 bar					
2000 kg/m^{2}s	52500	1.63	32209	17.2	0.024
	63200	1.95	32410	14.5	0.029
	66800	2.01	33234	13.9	0.031
	79000	2.21	35747	12.3	0.036
	88200	2.29	38515	11.5	0.040
	94500	2.36	40042	11.0	0.044
	103200	2.53	40791	10.2	0.047
	111000	2.69	41264	9.5	0.051
	126200	2.88	43819	8.8	0.058
	142500	3.06	46569	8.1	0.066
	154000	3.18	48428	7.7	0.071
	163000	3.29	49544	7.4	0.075
	165000	3.53	46742	7.1	0.076
	165000	3.80	43421	6.7	0.076

Tabelle 2 (Fortsetzung):

	$\dot{q}$ W/m^2	ΔT K	α W/m^{2}K	$\Delta\bar{\alpha}/\alpha$ %	x^* -
	156000	4.31	36195	6.3	0.072
	146600	4.73	30994	6.2	0.067
	136000	5.65	24071	5.7	0.063
	128000	6.15	20813	6.0	0.059
	126000	6.70	18806	6.0	0.058
	121200	7.95	15245	6.0	0.055
	110200	9.60	11479	6.2	0.055
	107500	12.59	8539	6.3	0.049
	109200	17.03	6412	6.5	0.050
13 bar	54500	1.46	37329	18.4	0.026
2000 kg/m^{2}s	64100	1.61	39814	16.3	0.031
	73600	1.78	41348	14.6	0.035
	83100	1.97	42183	13.1	0.040
	94500	2.09	45215	12.1	0.045
	110000	2.28	48246	11.0	0.053
	117200	2.46	47642	10.1	0.056
	126900	2.66	47707	9.4	0.061
	133800	2.72	49191	9.1	0.064
	157100	2.91	53986	8.3	0.075
	167000	3.16	52848	7.7	0.080
	171300	3.21	53364	7.6	0.082
	186500	3.51	53134	7.0	0.090
	192000	3.68	52174	6.7	0.092
	191500	4.03	47519	6.3	0.092
	189300	4.47	42349	6.0	0.091
	179100	4.76	37626	5.9	0.086
	173000	5.13	33723	5.8	0.083
	166500	5.60	29732	5.6	0.080
	157000	5.90	26610	5.7	0.075
	142500	7.01	20328	5.8	0.069
	137100	8.20	16720	5.8	0.066
	128000	9.04	14159	6.0	0.061
	123100	10.63	11580	6.0	0.059
	120000	11.72	10239	6.1	0.058
	117500	13.16	8929	6.2	0.056
	118000	16.65	7087	6.1	0.056
15 bar	84100	1.76	47784	14.5	0.042
2000 kg/m^{2}s	100000	2.04	49020	12.5	0.050
	114500	2.13	53756	11.6	0.057
	124300	2.22	55991	11.0	0.062
	129800	2.37	54768	10.4	0.065
	142300	2.39	59540	10.0	0.071
	162200	2.65	61208	9.0	0.082
	172200	2.91	59175	8.3	0.086

Tabelle 2 (Fortsetzung):

	$\dot{q}$ W/m^2	ΔT K	α W/m^{2}K	$\Delta\bar{\alpha}/\alpha$ %	x^* -
	183500	2.95	62203	8.1	0.092
	200400	3.21	62430	7.4	0.100
	210400	3.39	62065	7.1	0.105
	212000	3.54	59887	6.8	0.106
	209600	3.97	52796	6.4	0.105
	205000	4.61	44469	5.9	0.102
	194200	5.25	36990	5.8	0.097
	181200	6.20	29226	5.7	0.091
	171000	7.52	22739	5.6	0.085
	158800	8.65	18358	5.7	0.079
	157000	9.19	17084	5.7	0.078
	158800	10.89	14582	5.5	0.079
12 bar	57900	1.66	34880	16.3	0.046
1200 kg/m^{2}s	72000	2.11	34123	13.0	0.057
	78800	2.14	36822	12.4	0.062
	93000	2.67	34831	10.3	0.073
	115500	2.61	44253	9.6	0.091
	126000	2.79	45161	8.9	0.099
	131200	2.97	44175	8.5	0.108
	148200	3.20	46313	7.8	0.118
	162000	3.57	45378	7.1	0.128
	170300	3.83	44465	6.7	0.135
	170000	3.99	42607	6.5	0.135
	169800	4.64	36595	6.0	0.135
	157000	5.22	30077	5.8	0.124
	144200	5.75	25078	6.0	0.114
	127100	6.96	18261	6.0	0.100
	113800	8.78	12961	6.3	0.089
	112100	10.85	10332	6.2	0.088
	112500	12.78	8803	6.2	0.089
	112000	14.88	7527	6.1	0.088
	111500	18.09	6164	6.1	0.088
	111800	21.76	5138	6.0	0.088
	108900	26.85	4056	6.3	0.086
12 bar	71500	1.88	38032	14.1	0.024
2800 kg/m^{2}s	77600	2.03	38227	13.1	0.026
	90800	2.15	42233	11.9	0.031
	102500	2.53	40514	10.3	0.035
	117200	2.55	45961	9.8	0.039
	125000	2.67	46816	9.3	0.042
	138500	3.02	45361	8.5	0.047
	166200	3.22	51615	7.8	0.056
	165100	3.52	46903	7.2	0.056
	176000	3.86	45596	6.6	0.059

Tabelle 2 (Fortsetzung):

	$\dot{q}$ W/m^2	ΔT K	α W/m^{2}K	$\Delta\bar{\alpha}/\alpha$ %	x^* -
	173000	4.33	39954	6.3	0.058
	165800	4.78	34686	6.0	0.056
	160000	5.26	30418	5.9	0.054
	149000	5.97	24958	5.9	0.050
	142200	6.90	20609	5.8	0.048
	132000	8.22	16058	5.9	0.045
	137800	8.71	15821	5.7	0.046
	136000	10.55	12891	5.6	0.046
	136000	12.31	11048	5.5	0.046
	137800	13.51	10200	5.4	0.046
	139000	15.57	8927	5.3	0.047
12 bar	72600	1.85	39243	14.1	0.017
4000 kg/m^{2}s	84700	1.99	42563	12.7	0.020
	96300	2.18	44174	11.5	0.023
	103000	2.36	43644	10.7	0.025
	118600	2.48	47823	9.9	0.028
	129100	2.58	50039	8.8	0.031
	137500	2.87	47909	8.6	0.033
	143500	3.09	46440	8.1	0.034
	169000	3.10	54516	7.7	0.040
	181500	3.43	52915	7.1	0.043
	190000	3.52	53977	6.9	0.045
	200000	3.95	50633	6.2	0.047
	197600	4.56	43333	5.7	0.047
	192100	5.07	37890	5.5	0.045
	193800	5.40	35889	5.3	0.046
	187000	6.22	30064	5.1	0.044
	187000	7.20	25972	4.8	0.044
	182000	8.14	22359	4.7	0.043
	179200	8.87	20203	4.6	0.042
	174100	10.85	16046	4.5	0.041
	182900	13.70	13350	4.2	0.043
	185010	16.37	11302	4.1	0.044
15 bar	94600	1.97	48020	13.0	0.079
1200 kg/m^{2}s	100300	2.02	49653	12.3	0.083
	112000	2.10	53333	11.8	0.093
	122000	2.29	53275	10.8	0.120
	130800	2.39	54728	10.3	0.194
	150300	2.52	59643	9.5	0.126
	168200	2.75	61164	8.7	0.143
	186300	2.81	66299	8.4	0.158
	192200	3.16	60823	7.5	0.163
	212100	3.30	64273	7.2	0.180
	220000	3.64	60440	6.7	0.187

Tabelle 2 (Fortsetzung):

	$\dot{q}$ W/m^2	ΔT K	α W/m^{2}K	$\Delta\bar{\alpha}/\alpha$ %	x^* -
	215200	3.93	54758	6.2	0.183
	215100	4.42	48665	5.8	0.183
	209000	4.80	43542	5.6	0.178
	187500	5.52	33967	5.4	0.159
	187200	5.92	31622	5.3	0.159
	172500	6.67	25862	5.2	0.146
	163100	7.02	23234	5.3	0.139
	152300	8.16	18664	5.4	0.129
	148000	9.84	15041	5.3	0.125
	146200	10.52	13897	5.4	0.124
	140800	12.98	10847	5.3	0.119
	142600	14.92	9558	5.4	0.121
	141000	17.49	8062	5.3	0.120
	143000	20.30	7044	5.5	0.121
	144900	23.49	6164	5.3	0.123
	150200	25.94	5790	5.2	0.126
15 bar	76500	1.66	46084	14.6	0.027
2800 kg/m^{2}s	85500	1.79	47765	13.4	0.030
	91500	1.89	48413	12.7	0.033
	95500	1.98	48232	12.1	0.034
	116100	2.09	55550	11.6	0.041
	122000	2.25	54222	10.6	0.043
	129800	2.49	52129	9.7	0.046
	148000	2.43	60905	9.7	0.053
	160200	2.69	59554	8.8	0.057
	176900	2.87	61638	8.2	0.063
	196200	3.17	61893	7.5	0.070
	215200	3.40	63294	6.9	0.077
	224300	3.36	66756	7.0	0.080
	220000	4.12	53398	6.1	0.078
	211000	4.23	49882	6.0	0.075
	208300	4.72	44131	5.7	0.074
	192000	5.49	34973	5.5	0.068
	182300	6.47	28176	5.3	0.065
	175600	7.16	24525	5.2	0.062
	168000	8.02	20948	5.2	0.060
	169100	9.32	18144	5.1	0.060
	163800	10.07	16266	5.1	0.058
	167200	11.25	14862	5.0	0.060
	164800	12.34	13355	5.0	0.059
15 bar	65500	1.44	46181	16.9	0.019
3600 kg/m^{2}s	73400	1.67	43952	14.8	0.020
	82500	1.76	46875	13.8	0.023
	90000	1.99	45226	12.4	0.025

Tabelle 2 (Fortsetzung):

	$\dot{q}$ W/m^2	ΔT K	α W/m^{2}K	$\Delta\bar{\alpha}/\alpha$ %	x^* -
	102100	2.05	49805	11.7	0.028
	111800	2.20	50818	10.8	0.031
	124300	2.28	54518	10.3	0.034
	137200	2.51	54661	9.4	0.038
	144100	2.70	53370	8.8	0.040
	163900	2.99	54816	8.0	0.045
	174400	3.04	57368	7.8	0.048
	191100	3.18	60094	7.5	0.053
	202100	3.32	60873	7.1	0.056
	230600	3.66	63005	6.6	0.064
	244000	3.69	66125	6.4	0.068
	236000	4.04	58416	6.0	0.066
	242000	4.18	57895	5.8	0.067
	252100	4.50	56022	5.5	0.070
	245900	5.34	46049	5.0	0.068
	231700	7.03	32959	4.5	0.064
	233200	6.13	38042	4.7	0.065
	227500	8.45	26923	4.2	0.063
	227500	12.28	18526	3.8	0.063
	228000	9.41	24230	4.1	0.063
	233200	13.81	16886	3.7	0.065
	234100	15.98	14650	3.6	0.065
	233200	18.56	12565	3.6	0.065
	236100	20.50	11517	3.5	0.066
15 bar	67500	1.59	42453	16.7	0.017
4000 kg/m^{2}s	80000	1.71	46784	14.6	0.020
	84200	1.79	47303	14.3	0.021
	96700	2.04	47402	12.5	0.024
	113000	2.12	53302	11.6	0.028
	120200	2.31	52035	10.7	0.030
	128800	2.41	53444	10.3	0.032
	139000	2.47	56275	9.9	0.035
	149000	2.50	59600	9.6	0.037
	163200	2.63	62053	9.1	0.041
	167900	2.64	63598	9.0	0.042
	188600	2.97	65714	8.2	0.047
	200200	3.19	62759	7.5	0.050
	214300	3.41	62845	7.0	0.053
	234200	3.34	70120	7.0	0.058
	254000	3.61	70360	6.5	0.063
	266000	3.85	69091	6.1	0.066
	278200	3.90	71333	6.0	0.069
	285900	4.35	65724	5.5	0.071
	285900	4.66	61352	5.3	0.071
	281000	5.31	52919	4.9	0.070
	272000	6.18	44013	4.5	0.068

Tabelle 2 (Fortsetzung):

	$\dot{q}$ W/m^2	ΔT K	α W/m^{2}K	$\Delta\bar{\alpha}/\alpha$ %	x^* -
	266000	6.75	39407	4.4	0.066
	263000	7.57	34742	4.2	0.066
	266500	8.47	31464	4.0	0.067
	267000	9.15	29180	3.9	0.067
	265500	10.49	25310	3.7	0.066
	263500	12.06	21849	3.6	0.066
	265500	12.66	20972	3.5	0.066
	265500	14.26	18619	3.4	0.066
	266500	15.87	16793	3.4	0.067
	266500	17.47	15255	3.4	0.067
	267000	18.95	14090	3.4	0.067
	271100	21.93	12362	3.3	0.068
Kontrollmessg. 1 12 bar 2000 kg/m^{2}s	89400	2.21	40452	11.6	0.042
	100800	2.38	42353	10.6	0.047
	122200	2.79	43799	9.1	0.058
	161500	3.35	48209	7.4	0.076
	180300	3.79	47573	6.6	0.085
	169000	4.75	35579	5.9	0.079
	160800	5.46	29451	5.6	0.076
	142000	5.89	24109	5.9	0.067
	139800	8.29	16864	5.4	0.065
	128200	11.20	11446	5.5	0.060
	124000	13.99	8863	5.6	0.058
	125300	18.65	6718	5.5	0.059
Kontrollmessg. 2 12 bar 2000 kg/m^{2}s	64600	1.84	35109	14.7	0.030
	82000	2.06	39806	12.5	0.039
	96200	2.44	39426	10.7	0.045
	116000	2.59	44788	9.5	0.054
	130500	2.76	47283	8.8	0.061
	147000	3.08	47727	7.9	0.069
	159800	3.14	50892	7.6	0.075
	168600	3.35	50328	7.2	0.079
	181000	3.82	47382	6.5	0.085
	173800	4.64	37457	5.9	0.082
	148200	5.89	25161	5.5	0.070
	134200	7.73	17361	5.6	0.063
	124000	9.11	13611	5.8	0.058
	122000	11.96	10201	5.8	0.057
	120000	13.35	8989	5.8	0.056
	120000	15.89	7552	5.8	0.056

Tabelle 4 :

Vergleich der Wärmeübergangskoeffizienten von R 114 bei maximaler Wärmestromdichte für die Verdampfung bei freier zu erzwungener Strömung

Druck bar	α in W/m^2K					
	freie Strömung (Hesse)	Erzwungene Strömung (eigene Messungen)				
		1200 Kg/m^2s	2000	2800	3600	4000
5			24 000			
6	20000		28000			
7			34000			
8			34 000			
9	25000		36000			
11			46000			
12	29000	45000	47 000	46000		51000
13			52000			
15	34000	60000	61 000	66000	66 000	66000

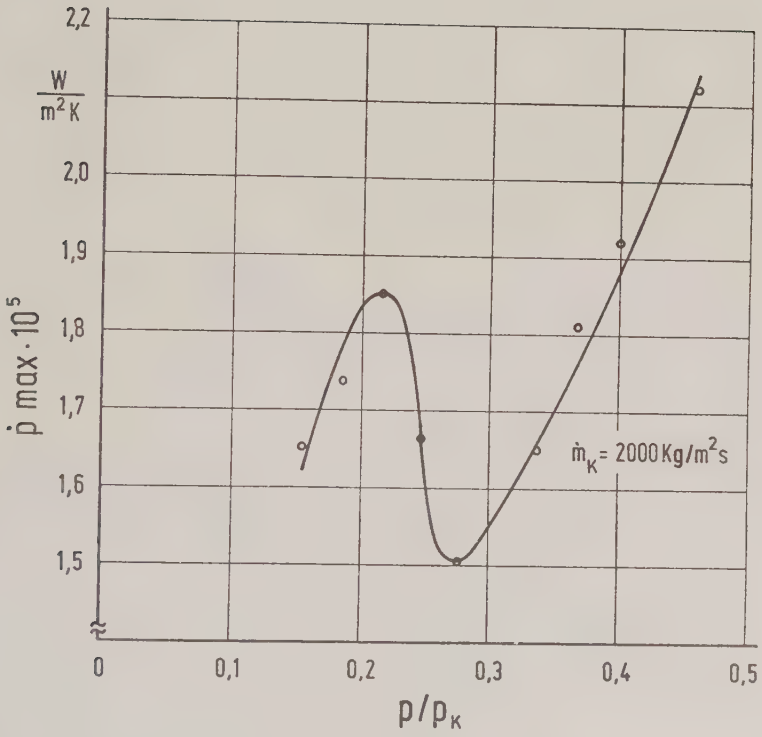


Abb. 34: Maximale Wärmestromdichte von R 114 in Abhängigkeit vom normierten Druck bei erzwungener Strömung

Lebenslauf

Geboren:	28. September 1942 in Breslau
Schulbildung:	
1949 bis 1954:	Volksschule in Vechta (Oldbg.) und Wiesbaden
1954 bis 1960:	Gymnasium in Wiesbaden, Abschluß Mittlere Reife
Praktische Ausbildung:	
April 1960 bis September 1963:	Kalle AG, Wiesbaden, Chemielaborantenlehre
September 1963 bis April 1964:	Gießerei Rheinhütte, Wiesbaden, Metallpraktikum
Studium und Industriepraxis:	
April 1964 bis Februar 1967:	Staatliche Ingenieurschule, Frankfurt/Main, Verfahrenstechnik, Abschluß als Ing.grad.
Februar 1967:	Fachgebundene Hochschulreifeprüfung
Februar 1967 bis Oktober 1967:	Kalle AG, Wiesbaden, als Verfahrensingenieur Ing.grad.
Oktober 1967 bis Oktober 1971:	Universität Karlsruhe (TH), allgemeine Verfahrenstechnik, Abschluß Dipl.-Ing.
Seit November 1971:	Wiss. Mitarbeiter, Angestellter und Assistent am Lehrstuhl für Wärme- und Stoffübertragung der Ruhr - Universität, Bochum.

Bamberger Fotodruck
GmbH & Co. KG.
Schadel & Wehle
86 Bamberg · Hohe-Kreuz-Str. 9b · Telefon: 0951/2 16 17